



Etude de l'évolution de la structure interne et du champ magnétique des étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire

Evelyne Alecian

► To cite this version:

Evelyne Alecian. Etude de l'évolution de la structure interne et du champ magnétique des étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2006. Français. NNT: . tel-00124785

HAL Id: tel-00124785

<https://theses.hal.science/tel-00124785>

Submitted on 16 Jan 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ETUDE DE L’ÉVOLUTION DE LA STRUCTURE
INTERNE ET DU CHAMP MAGNÉTIQUE DES
ÉTOILES PRÉ-SÉQUENCE PRINCIPALE DE
MASSE INTERMÉDIAIRE

THÈSE

présentée pour l’obtention du titre de

Docteur de l’Université Denis Diderot – Paris VII

spécialité Astrophysique et Méthodes associées

par

Evelyne ALECIAN

soutenue publiquement le 8 septembre 2006 devant le jury suivant :

<i>Président :</i>	Marcello FULCHIGNONI
<i>Directeurs de thèse :</i>	Claude CATALA
	Marie-José GOUPIL
<i>Rapporteurs :</i>	François MÉNARD
	Huib HENRICHS
<i>Examineur :</i>	Arlette NOELS

"Les enfants seuls savent ce qu'ils cherchent"

Antoine de Saint Exupéry, *Le Petit Prince*

Résumé

L'évolution du moment cinétique des étoiles de masse intermédiaire ($1.5\text{-}15 M_{\odot}$) et l'importance du champ magnétique dans cette évolution, surtout dans la phase pré-séquence principale (PMS), sont des aspects encore très mal connus de l'évolution stellaire. Mes travaux se situent dans ce cadre, et leur objectif est d'une part de fournir des contraintes observationnelles, et d'autre part d'effectuer les premiers pas vers une modélisation complète de l'évolution pré-séquence principale à ces masses-là, tenant compte de la rotation et du champ magnétique.

Dans un premier temps, j'ai utilisé le système binaire à éclipses PMS RS Cha pour tester la physique contenue dans les modèles d'évolution des étoiles PMS. Pour cela j'ai tout d'abord complété notre connaissance des paramètres de ce système en redéterminant la masse des 2 composantes et en mesurant précisément leur métallicité, à l'aide de données spectroscopiques. La comparaison des paramètres fondamentaux des composantes PMS de RS Cha à ceux calculés m'a permis de valider les modèles actuels d'évolution PMS, à condition d'utiliser la nouvelle composition chimique solaire d'Asplund et al. (2004). Ces travaux apportent par ailleurs une confirmation indépendante des résultats d'Asplund et al., au moment où un débat est engagé sur la validité de ces nouvelles abondances.

La deuxième partie de ma thèse fut consacrée à l'étude du magnétisme d'un échantillon de 50 étoiles Ae/Be de Herbig, étoiles PMS de masse intermédiaire, à l'aide du spectropolarimètre ESPaDOnS, nouvellement installé au CFHT. Nous avons détecté 4 étoiles magnétiques dans cet échantillon, c'est-à-dire que la proportion d'étoiles magnétiques parmi les étoiles Ae/Be de Herbig est proche de celle des étoiles Ap/Bp magnétiques parmi les étoiles A et B de la séquence principale. A l'aide d'un modèle simple de rotateur oblique, j'ai montré que la structure de ces champs magnétiques est proche d'une structure dipolaire à grande échelle comme le champ magnétique des étoiles Ap/Bp. Ces résultats constituent un argument fort en faveur de l'hypothèse d'un champ fossile pour expliquer l'origine du champ magnétique des étoiles Ap/Bp.

Abstract

The angular momentum evolution of intermediate mass stars, and the impact of the magnetic field on this evolution, especially during the pre-main sequence (PMS) phase of stellar evolution, are poorly understood. In this framework, the aims of my thesis work was on one hand to provide observational constraints to this problem, and on the other hand to take the first steps toward a full modeling of PMS evolution at intermediate mass, taking into account rotation and magnetic field.

First, I used the eclipsing binary system RS Cha to test the physics of the PMS stellar evolution models. I redetermined masses and radii of both components of this binary and I measured the metallicity of the system, using spectroscopic data. Our knowledge of the fundamental parameters of this system is therefore now complete. I then tested the current PMS stellar evolutionary models, by matching the observed fundamental parameters of RS Cha to those calculated by the models. I conclude that these models are able to reproduce the observations, provided that the new solar mixture of Asplund et al. (2004; 2005a;b) is used. This work confirms independently the results of Asplund and co-authors, in the general context of wide discussion on the validity of this mixture.

The second part of my thesis is dedicated to the study of the magnetism of a sample of 50 Herbig Ae/Be stars, i.e. PMS stars of intermediate mass. Using the new ESPaDOnS spectropolarimeter located at CFHT, we have detected 4 magnetic stars in this sample. We first conclude that the proportion of magnetic stars among Herbig Ae/Be stars is very close to the proportion of magnetic stars among main sequence A and B stars. Secondly, using a very simple oblic rotator model, I showed that the structure of these magnetic fields is very close to a global dipolar structure, as is the magnetic field of the Ap/Bp stars. These results bring strong arguments in favour of the fossil field hypothesis, proposed to explain the origin of the magnetic field of Ap/Bp stars.

Table des matières

I. Introduction

1	Rappels sur l'évolution stellaire	3
1.1	Quelques rappels sur la formation et l'évolution d'une étoile	4
1.2	Les modèles de structure interne des étoiles	5
1.2.1	De la PMS aux naines blanches	5
1.2.2	L'évolution proto-stellaire	7
1.3	Les étoiles pré-séquence principale	7
1.3.1	Définition	7
1.3.2	Evolution dans le diagramme HR	7
2	Les étoiles de Herbig et les étoiles Ap/Bp	11
2.1	Caractéristiques observationnelles des étoiles Ap/Bp	12
2.1.1	Classification des étoiles chimiquement particulières	12
2.1.2	Caractéristiques observationnelles des étoiles Ap magnétiques	13
2.1.3	Détection et description des champs magnétiques dans les étoiles Ap/Bp	14
2.2	Caractéristiques observationnelles des étoiles de Herbig Ae/Be	17
2.2.1	Définition d'une étoile de Herbig Ae/Be	17
2.2.2	Les observations photométriques	18
2.2.3	Les observations spectroscopiques	20
2.2.4	Géométrie de l'environnement circumstellaire	21
2.2.5	Evolution des étoiles de Herbig Ae/Be	21
3	Rotation et champ magnétique lors de l'évolution d'une étoile	23
3.1	Rôle de la rotation sur la structure et l'évolution d'une étoile	24
3.1.1	Introduction	24
3.1.2	L'effet von Zeipel	25
3.1.3	La circulation méridienne	26
3.1.4	Effet de la rotation sur l'évolution d'une étoile	27
3.1.5	Redistribution du moment cinétique à l'intérieur des étoiles	33
3.2	Rôle du champ magnétique lors de l'évolution d'une étoile	34
3.2.1	Mise en évidence indirecte du champ magnétique dans des objets jeunes	35
3.2.2	Mise en évidence directe d'un champ magnétique dans des objets jeunes	37
3.3	Couplage entre la rotation et le champ magnétique	38
3.3.1	Présentation du problème	38
3.3.2	Le freinage magnétique pendant la phase pré-effondrement	38

3.3.3	Couplage entre le champ magnétique et le vent stellaire pendant la phase protostellaire	39
3.3.4	Couplage entre le champ magnétique et son environnement pendant la phase PMS	39
4	L'origine du champ magnétique stellaire	43
4.1	La théorie de la dynamo du cœur	44
4.1.1	Description	44
4.1.2	Arguments pour et contre cette théorie	44
4.2	L'hypothèse du champ fossile	44
4.2.1	Description	44
4.2.2	Arguments pour et contre cette théorie	45
5	Les problématiques	47
5.1	Quelle est l'origine du champ magnétique?	48
5.2	Questions posées en supposant une origine fossile	48
5.3	Quelle est la cause de la faible vitesse de rotation des étoiles Ap/Bp	48

II. Etude observationnelle et calibration du système binaire RS Cha

6	Introduction à la deuxième partie	53
7	Etude spectroscopique du système binaire RS Cha	57
7.1	Les Binaires spectroscopiques à éclipses	58
7.1.1	Observation spectroscopique d'un système SB2 à éclipses	58
7.1.2	Observation photométrique d'un système SB2 à éclipses	61
7.2	Les paramètres fondamentaux des composantes de RS Cha	62
7.3	Les observations et la réduction des données	65
7.3.1	Les observations	65
7.3.2	La réduction des données	66
7.3.3	Calcul d'un profil moyen avec la méthode de déconvolution moindres carrés (LSD)	69
7.4	Analyse de la courbe des vitesses radiales	70
7.4.1	Ajustement d'un profil de rotation aux profils observés	70
7.4.2	Variation de la période orbitale du système	71
7.4.3	Mise en évidence d'oscillations de type δ -Scuti	75
7.4.4	Redétermination des masses et rayons des composantes du système	76
7.5	Mesure de la métallicité	78
7.5.1	Définitions de la métallicité	78
7.5.2	Calcul d'un spectre synthétique d'une étoile double	79
7.5.3	Le traitement de la convection	82
7.5.4	Vérification des $\log(gf)$ des raies étudiées	82
7.5.5	Choix des spectres et des raies spectrales	83
7.5.6	Mesure des largeurs équivalentes	85
7.5.7	Choix de la méthode de mesure de la métallicité	85
7.5.8	Comparaison des spectres synthétiques aux spectres observés	88
7.5.9	Détermination de l'incertitude sur Z	89

8 Test des modèles d'évolution stellaire pendant la phase PMS	93
8.1 Les équations représentant un modèle stellaire	94
8.2 Modélisation d'un système binaire PMS	96
8.3 Définition de notre modèle standard	97
8.4 Evolution d'une étoile lors de la phase PMS	98
8.5 Influence du modèle initial	100
8.6 Comparaison des modèles aux observations	101
8.7 Sensibilité des modèles stellaire PMS à la modification des ingrédients physiques	102
8.7.1 Le paramètre de mélange α	102
8.7.2 Les paramètres d'overshooting <i>OSS</i> et <i>OSI</i>	103
8.7.3 L'équation d'état	103
8.7.4 La combustion des éléments légers	103
8.7.5 Le calcul de l'atmosphère	104
8.7.6 La perte de masse	104
8.7.7 La métallicité Z et la fraction massique d'hélium Y	105
8.7.8 L'opacité	106
8.7.9 Les taux des réactions nucléaires	107
8.7.10 Les abondances de carbone, azote et oxygène	109
8.8 Résultat de la calibration des deux composantes de RS Cha	113
8.9 Modèle de calibration en utilisant les abondances d'Asplund et al. (2004)	114
8.10 Calcul des fréquences et des modes d'oscillations des deux étoiles	116
9 Conclusion à la deuxième partie	117

III. Etude observationnelle du champ magnétique dans les étoiles de Herbig

10 Introduction à la troisième partie	123
11 La spectropolarimétrie	125
11.1 Pourquoi la spectropolarimétrie ?	126
11.2 Description classique de la lumière polarisée	126
11.3 Phénomène de polarisation des raies spectrales par l'effet Zeeman	128
11.4 L'équation de transfert polarisée	131
11.4.1 Quelques rappels sur le transfert de rayonnement non polarisé	131
11.4.2 Les équations de transfert en lumière polarisée	131
11.4.3 Valeurs des coefficients d'absorption et de dispersion	133
11.4.4 Résolution des équations de transfert dans le cas du champ faible	135
11.5 Fonctionnement d'un polarimètre	136
11.5.1 Principe du retardateur	137
11.5.2 Le prisme de Wollaston	137
11.5.3 Combinaison d'une lame quart-d'onde avec un prisme de Wollaston	139

12 Le spectropolarimètre ESPaDOnS	143
12.1 Présentation de l'instrument ESPaDOnS	144
12.2 Description de l'instrument	145
12.2.1 Le module de calibration et de guidage	145
12.2.2 Le polarimètre	146
12.2.3 Le dissecteur d'image	147
12.2.4 Le spectrographe	148
12.3 La réduction des données avec Libre-Esprit	150
12.3.1 Détermination des éléments géométriques et de la relation de dispersion des images échelles	150
12.3.2 Extraction optimale du spectre en intensité I	151
12.3.3 Extraction optimale des spectres polarisés	152
13 Les campagnes d'observation et les premiers résultats	155
13.1 Les campagnes d'observation	156
13.2 La Déconvolution Moindres-Carrés du spectre en V	159
13.3 Découverte de champs magnétiques dans les étoiles de Herbig Ae/Be	161
13.4 Etude des spectres non-polarisés	163
13.4.1 Les paramètres fondamentaux	163
13.4.2 HD 190073	165
13.4.3 HD 200775	166
13.5 Caractérisation du champ magnétique	173
13.5.1 Le modèle du rotateur oblique	173
13.5.2 Mesure du champ magnétique longitudinal à partir des profils V	176
13.5.3 HD 190073	177
13.5.4 HD 200775	179
14 Conclusion à la troisième partie	183

IV. Conclusion Générale

Remerciements	189
--------------------------------	------------

Annexes

A	Abondances Solaires	193
B	Raies Nébulaires de HD 200775	195
C	Article : Alecian et al. (2005)	199
D	Article : Alecian et al. (2006)	211
E	Article : Catala, Alecian et al. (2006)	223
	Bibliographie	233

Liste des tableaux

2.1	Classification des étoiles selon la présence de champ magnétique	12
3.1	Valeurs caractéristiques du moment cinétique spécifique d'objets astro- physiques observés	38
7.1	Paramètres astrophysiques de RS Cha obtenus par CN80	64
7.2	Températures effectives et luminosités de RS Cha	64
7.3	Dates des observations de RS Cha au SAAO	66
7.4	Jours juliens des premiers et seconds minima	74
7.5	Paramètres fondamentaux de RS Cha	78
7.6	Largeurs équivalentes des raies choisies	85
7.7	Valeur de la métallicité mesurée dans différentes régions spectrales . . .	90
7.8	Paramètres du modèle final représentant RS Cha	91
8.1	Abondances initiales de notre modèle standard	98
8.2	Abondances pour $Y = 0.300$ et $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.17$	105
8.3	Abondances pour $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.16$ et $Y = 0.267$	105
8.4	Paramètres de notre modèle de calibration	113
13.1	Log des observations ESPaDOnS	156
13.2	Paramètres fondamentaux de HD 200775 et HD 190073	164
13.3	Paramètres des profils de rotation de HD 200775	170
13.4	Valeurs du champ magnétique longitudinal de HD 190073	179
13.5	Valeurs du champ magnétique longitudinal de HD 200775	180
A.1	Abondances solaires des principaux éléments	193
B.1	Raies nébulaires identifiées dans le spectre de HD 200775	195

Table des figures

1.1	Tracés évolutifs PMS et birthline	8
2.1	Distributions des vitesses de rotation équatoriales des étoiles A et Ap+Am	14
2.2	Distribution des $\langle B_S \rangle$ des étoiles Ap/Bp	17
2.3	$\langle B_S \rangle$ en fonction de la période (P)	17
2.4	Distribution spectrale d'énergie des étoiles de Herbig Ae/Be	18
2.5	Evolution de la raie $H\alpha$ d'une étoile de Herbig au cours du temps . . .	20
3.1	Vitesses de rotation des étoiles en fonction de leur magnitude	24
3.2	Moments cinétiques des étoiles en fonction de leur masse	24
3.3	Incidence de l'effet von Zeipel sur la température et la luminosité d'une étoile	26
3.4	Schéma de la circulation méridienne dans une étoile en rotation uniforme	27
3.5	Evolution du profil de rotation d'une étoile MS (Maeder & Meynet, 2000)	28
3.6	Effet de la rotation sur les trajets MS d'étoiles massives (Maeder & Meynet, 2000)	28
3.7	Effet de la rotation sur les trajets MS d'étoiles de masse intermédiaire (Goupil & Talon, 2002)	29
3.8	Vitesses de rotation en fonction de la température d'étoiles d'amas d'âges différents	31
3.9	Moment cinétique spécifique en fonction de la masse des étoiles PMS dans la phase convective (Wolff et al., 2004)	32
3.10	Moment cinétique spécifique en fonction de la masse des étoiles PMS dans la phase radiative (Wolff et al., 2004)	32
3.11	Objets Herbig Haro HH1 et HH2	35
3.12	Période de rotation d'objets de faible masse en fonction de leur âge . .	40
7.1	Courbes théoriques des vitesses radiales	59
7.2	Largeurs équivalentes partielles	60
7.3	Courbe de lumière schématisée	61
7.4	Courbe de lumière obtenue par CN80	63
7.5	Image d'un spectre échelle obtenu avec MUSICOS	67
7.6	Petite région spectrale d'un des spectres renormalisés de RS Cha	68
7.7	Profil moyen de RS Cha obtenu avec la méthode LSD	71
7.8	Courbes des vitesses radiales de RS Cha	72
7.9	Courbe des $(O - C)$ en fonction du temps	73
7.10	Schéma d'un système triple	75

7.11	Bande d'instabilité théorique des étoiles PMS dans le diagramme HR de Marconi & Palla (1998)	76
7.12	Résidus des vitesses radiales en fonction du temps	77
7.13	Exemple d'un spectre synthétique d'une étoile double	81
7.14	Variation d'un profil de raie synthétique en fonction du traitement de la convection	82
7.15	Vérification des $\log(gf)$	83
7.16	Liste des spectres par raie	84
7.17	Schéma de la variation d'un profil de raie en fonction de l'abondance .	86
7.18	Schéma d'une courbe de croissance	87
7.19	Comparaison d'un morceau de spectre synthétique au spectre observé .	88
7.20	Profil de la raie de FeI 4957 Å observé, superposé au profil synthétique pour deux métallicités différentes	89
7.21	Vérification de la non-corrélation des rapports d'abondances stellaires .	91
8.1	Tracés évolutifs dans le diagramme HR d'étoiles PMS de différentes masses	99
8.2	Boîtes d'erreur en masse et rayon des deux composantes de RS Cha représentées dans le diagramme HR.	101
8.3	Comparaison des tracés évolutifs PMS pour deux valeurs de α différentes	102
8.4	Proportions d'énergies gravitationnelle et nucléaire au début de la phase PMS	103
8.5	Comparaison des tracés évolutifs PMS pour deux traitements différents de l'atmosphère	104
8.6	Comparaison des tracés évolutifs PMS des modèles avec et sans perte de masse	104
8.7	Comparaison entre deux modèles de fraction massique d'hélium différente	106
8.8	Comparaison entre deux modèles de métallicité différente	107
8.9	Comparaison entre deux modèles d'opacité différente	108
8.10	Variation des taux des réactions nucléaires avec la température	108
8.11	Variation des abondances CNO en fonction du temps pendant la phase PMS	108
8.12	Comparaison entre deux modèles de réactions nucléaires différentes . .	109
8.13	Comparaison entre deux modèles d'abondance de carbone différente . .	110
8.14	Evolution du rayon de l'étoile et des couches convectives en fonction du temps pendant la phase PMS	111
8.15	Comparaison du gradient radiatif au centre de l'étoile entre deux modèles possédant ou pas un cœur radiatif	111
8.16	Etude du comportement du gradient radiatif lorsque l'on change un des quatre paramètres : L/m , κ , P et T	112
8.17	Tracés évolutifs et boîtes d'erreur en masse et rayon de notre modèle de calibration	114
8.18	Modèle de calibration calculé avec le mélange solaire d'Asplund et al. (2004)	115
8.19	Modes et fréquences des oscillations de RS Cha calculés avec le code MAD116	
11.1	Ellipse de polarisation	127
11.2	Les paramètres de Stokes	128

11.3 L'effet Zeeman	129
11.4 Le théorème de Larmor	130
11.5 Repère du plan de polarisation et de la matière traversée d'un champ magnétique	134
11.6 Le prisme de Wollaston	138
11.7 Repère du polarimètre	139
12.1 Les différents modules d'ESPaDOnS	144
12.2 Le module de calibration et de guidage	145
12.3 Le polarimètre	146
12.4 Le dissecteur d'image	147
12.5 Le spectrographe	148
12.6 Image échelle	149
12.7 Spectre ESPaDOnS après réduction des données	152
12.8 L'échange des voies	153
13.1 Spectres I et V de HD 190073	159
13.2 Résultat de la méthode LSD en V	160
13.3 Profils I , V et N des étoiles de Herbig Ae/Be magnétiques	161
13.4 Etoiles de Herbig Ae/Be magnétiques dans le diagramme HR	162
13.5 Spectre observé et synthétique de HD 190073	165
13.6 Profil LSD moyen I de HD 190073	166
13.7 Raies $H\alpha$ de HD 190073	166
13.8 Profils I de HD 200775	167
13.9 Mise en évidence de la composante secondaire de HD 200775 dans les raies photosphériques	168
13.10 Profils LSD I de HD 200775 superposés de l'ajustement d'une double gaussienne	169
13.11 Courbe des vitesses radiales de Pogodin et al. 2004	171
13.12 Spectre de HD 200775	172
13.13 Variation du profil $H\alpha$ de HD 200775 entre septembre 2004 et août 2005	173
13.14 Repère du rotateur oblique	174
13.15 Variation des profils V de HD 190073	178
13.16 Variation des profils V de HD 200775	180
13.17 Profils I et V de HD 200775 en septembre 2004 et mai 2005	181
13.18 Champs magnétiques longitudinaux en fonction de la phase de HD 200775	181
13.19 Ajustement des profils V de HD 200775	182
13.20 Modèle du rotateur oblique	182

Première partie

I. Introduction

**"La vérité vient rarement des réponses que tu
reçois [...] la vérité naît de l'enchaînement
logique des questions que tu poses"**

Daniel Pennac, *La Petite Marchande de Prose*

CHAPITRE 1

Rappels sur l'évolution stellaire

Sommaire

1.1	Quelques rappels sur la formation et l'évolution d'une étoile	4
1.2	Les modèles de structure interne des étoiles	5
1.2.1	De la PMS aux naines blanches	5
1.2.2	L'évolution proto-stellaire	7
1.3	Les étoiles pré-séquence principale	7
1.3.1	Définition	7
1.3.2	Evolution dans le diagramme HR	7

1.1 Quelques rappels sur la formation et l'évolution d'une étoile

On sait depuis longtemps que la formation d'une étoile provient de l'effondrement d'un nuage interstellaire sous l'action de sa propre gravité. On peut diviser la formation d'une étoile en trois phases principales. La première (**phase pré-collapse**) correspond à la fragmentation du nuage moléculaire géant en plusieurs cœurs denses liés gravitationnellement. Les observations des nuages moléculaires géants indiquent que chaque fragment a une masse comprise entre 10^3 et $10^4 M_\odot$, une taille comprise entre 2 et 5 pc avec une densité moyenne de $10^{2.5} \text{ cm}^{-3}$ et une température d'environ 10 K (Shu et al. 1987). De nombreux processus entrant en jeu dans la formation et l'évolution de ces cœurs pré-stellaires sont encore mal compris. Les cœurs continuent à se contracter et lorsque la densité de chaque cœur devient gravitationnellement instable, c'est-à-dire qu'il a atteint la masse critique de Jeans au delà de laquelle la gravitation domine, le cœur s'effondre sur lui même sur une échelle de temps de l'ordre du temps de chute libre τ_{ff} :

$$\tau_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (1.1)$$

où ρ est la densité moyenne du cœur et G est la constante de gravitation universelle. Les observations de cœurs pré-stellaires indiquent une densité centrale du cœur $\rho \sim 1.10^{-19} \text{ g.cm}^{-3}$, le temps de chute libre vaut alors environ 10^5 an (Appenzeller 1994). Le résultat de cet effondrement est un objet protostellaire hydrostatique entouré d'une enveloppe opaque.

La seconde phase (**phase protostellaire**) débute à la fin de cet effondrement, et l'objet centrale augmente sensiblement sa masse en accréant la matière de l'enveloppe avec un taux d'accrétion de l'ordre de $10^{-5} M_\odot.\text{an}^{-1}$. Pendant cette phase, l'objet central est invisible dans le domaine optique et l'ensemble {objet central + enveloppe} est appelé objet protostellaire. La durée de cette phase est assez courte comparée à la durée de vie d'une étoile sur la séquence principale (MS). Petit à petit la protoétoile se débarrasse de son enveloppe en accréant la matière ou en la soufflant par des vents stellaires intenses. Lorsque l'étoile devient optiquement visible pour un observateur extérieur elle entame la troisième phase de sa formation : la phase de contraction quasi-statique que l'on appelle **phase pré-séquence principale** (PMS). L'énergie produite provient uniquement de la contraction gravitationnelle pendant la majorité de cette phase, les réactions nucléaires n'interviennent que vers la fin de la PMS. La durée de cette phase dépend de la masse de l'étoile et est de l'ordre de grandeur du temps de Kelvin-Helmoltz τ_{KH} , c'est-à-dire le temps que met une étoile pour rayonner toute son énergie gravitationnelle :

$$\tau_{KH} \sim \frac{1}{2} \frac{GM^2}{RL} \quad (1.2)$$

où L est la luminosité de l'étoile pendant la phase PMS, M est sa masse et R est son rayon. Ce temps est très court pour des masses très grandes : $\sim 10^4$ an pour $M = 50 M_\odot$, il est par contre beaucoup plus long pour des masses faibles : $\sim 3.10^7$ an pour $M = 1 M_\odot$. D'autre part, on remarque que pour des masses élevées, le temps de Kelvin-Helmoltz est plus petit que le temps de chute libre. Ceci veut dire que les étoiles très massives commencent leur phase de combustion d'hydrogène avant que la phase d'effondrement et d'accrétion de l'enveloppe (phase protostellaire) ne soit finie.

Dans ce cas ces étoiles ne connaissent pas de phase PMS et passent directement de la phase protostellaire à la phase MS.

A la fin de la phase PMS, l'étoile entame sa **séquence principale** sur laquelle elle va passer la plus grande partie de sa vie. Pendant cette phase, elle brûle l'hydrogène de son cœur qui correspond environ à $1/10^{\text{me}}$ de sa masse. Cette phase est très longue et le temps de vie est calculé à partir du temps nucléaire, c'est-à-dire le temps que met une étoile pour brûler une fraction f de sa masse par les réactions nucléaires et rayonner l'énergie produite :

$$\tau_{\text{nuc}} = f\epsilon Mc^2/L \quad (1.3)$$

où ϵ est l'efficacité de la conversion matière-énergie et vaut environ 0,7 % pour la chaîne PP. Pour une étoile de $1 M_{\odot}$ le temps de vie sur la séquence principale vaut environ 10 Gan, par contre pour une étoile de $10 M_{\odot}$ le temps de vie sur la MS est environ 10 Man. Lorsque l'étoile a fini de brûler l'hydrogène de son cœur, elle se dirige vers la branche des géantes rouges du diagramme HR, où elle va brûler l'hélium de son cœur et de l'hydrogène dans une couche enveloppant le cœur. A la fin de cette phase, suivant sa masse, elle peut suivre des chemins différents dont l'un conduit à l'effondrement du cœur pour former une naine blanche, et les autres amènent les étoiles massives à continuer de brûler successivement les éléments de son cœur nouvellement formés jusqu'à la synthèse du fer. Lors de l'arrêt des réactions nucléaires, le cœur s'effondre et une supernova explose pour finalement donner naissance à une étoile à neutrons ou à un trou noir, suivant la masse initiale de l'étoile.

1.2 Les modèles de structure interne des étoiles

1.2.1 De la PMS aux naines blanches

Pendant ces trente dernières années, de nombreux codes d'évolution stellaire ont été développés par différents groupes de chercheurs. Les motivations de ces groupes étaient multiples : modélisation des oscillations stellaires, modélisation de l'évolution des étoiles massives en tenant compte de la rotation et de la perte de masse, analyse du problème de l'abondance du lithium et du beryllium ou de la déficience en métaux dans certaines étoiles, etc...

On peut citer quatre codes développés principalement pour l'étude des oscillations solaires et stellaires :

- le codes ASTEC (Aarhus Stellar Evolution Code), développé par Christensen-Dalsgaard (1982), dont le but premier fut de calculer les modes et les périodes des oscillations du Soleil, afin d'en déduire la structure du Soleil en comparant les fréquences observées à celles calculées.
- le code CESAM (Code d'Evolution Stellaire Adaptatif et Modulaire), développé par Morel (1997) qui, comme son nom l'indique, a été construit de telle manière qu'il soit modulable. C'est-à-dire que l'on puisse rajouter des routines décrivant des phénomènes physiques particulier, comme par exemple la rotation, de la manière la plus simple possible. Il a aussi été conçu pour calculer la structure d'une étoile sur une grille très fine afin de minimiser les problèmes numériques lors du calcul des fréquences d'oscillations.
- le code CLES (Code Liégeois d'Évolution Stellaire), développé par l'équipe de

Liège (Richard Scuflaire, Josefina Montalbán...) dans le but de faire de l'astéroséismologie (Scuflaire 2005).

- le code STAROX de Ian Roxburgh développé aussi pour le calcul d'oscillations stellaires (Roxburgh 2005).

Le code FRANEC conçu par le groupe de Pise et de Naples (Chieffi & Straniero 1989) a la particularité de calculer des modèles d'évolution stellaire depuis la phase pré-séquence principale jusqu'à la formation des naines blanches. Il a été conçu particulièrement pour l'évolution de la composition chimique lors de la phase de combustion d'hydrogène sur la séquence principale, et lors de la phase de combustion d'hélium sur la branche des géantes rouges. Une attention particulière au traitement de la convection, et de la diffusion de l'hélium et des éléments lourds a été fournie dans le but de produire des tracés évolutifs couvrant une large gamme de masse et de composition chimique.

Le code GENEC (Geneva Evolution Code) développé par l'équipe de Genève (Meynet & Maeder 2000) a été conçu pour modéliser proprement l'évolution des étoiles massives sur la séquence principale et pendant la phase post-séquence principale. Ce code inclut donc les effets de la rotation que je détaillerai dans le chapitre 3, ainsi que le transport et la diffusion des éléments chimiques.

Enfin, le code TGEC (Toulouse-Geneva Evolution Code) a été conçu à partir du code de Genève dont le but premier fut de retrouver les déficiences en lithium et beryllium du Soleil. Il calcule donc l'évolution d'une étoile depuis la ZAMS en tenant compte de la rotation, de la diffusion et de la "sédimentation gravitationnelle" (gravitational settling) des éléments chimiques (Richard et al. 1996).

Ces codes contiennent tous la même physique décrivant la structure et l'évolution des étoiles et diffèrent principalement par la méthode numérique employée pour résoudre les équations de structure et d'évolution. Une étude récente, motivée par la préparation du futur satellite Corot (COnvection, ROtation et Transits planétaires), a comparé les résultats de tous ces codes et a montré que les différences sont très faibles. La seule grande différence observée est lors des calculs des fréquences d'oscillation des étoiles, mais pour l'instant, ce problème est principalement numérique et est en cours d'amélioration (Monteiro et al. 2006).

La plupart de ces codes n'incluent ni la rotation, ni le champ magnétique, pour plusieurs raisons. Pour décrire convenablement l'évolution de la structure interne des étoiles en tenant compte de la rotation et donc de l'évolution du moment cinétique de l'étoile, il faut modéliser le transport de moment cinétique et ceci n'est possible que si l'on va jusqu'à l'ordre 4 en dimension spatiale. Ces équations sont difficiles à écrire. Ce sont des équations différentielles qui ressemblent à des équations de diffusion, dont on ne connaît pas les coefficients. Pour les déterminer il faut calculer des modèles à 3 dimensions ou bien les déterminer en laboratoire. Ces modèles commencent à exister mais ils ne sont pas facile à utiliser et sont encore en cours de développement. En ce qui concerne le champ magnétique, on rencontre le même type de problèmes mais de plus grande ampleur. Je renvoie le lecteur vers les travaux de Zahn et Mathis (Mathis & Zahn 2004a, Mathis et al. 2004b, Mathis & Zahn 2005) pour une liste exhaustive des problèmes de la modélisation de l'évolution d'une étoile en rotation possédant un champ magnétique.

1.2.2 L'évolution proto-stellaire

Tous les codes décrits précédemment calculent l'évolution d'une étoile depuis la phase PMS jusqu'aux naines blanches (suivant les cas). Il y a eu cependant des modèles d'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire développés pour étudier l'évolution d'une protoétoile et pour en déduire la structure d'une étoile à son arrivée sur la PMS (Larson 1973, Stahler et al. 1980a,b,1981). Ces modèles ont abouti à la conclusion qu'une étoile n'apparaît dans le diagramme HR qu'à la fin de la phase proto-stellaire lorsqu'elle s'est débarrassée de son enveloppe et qu'elle est optiquement visible. Sa position dans le diagramme HR se trouve alors sur ce qu'on appelle la **birthline**. La birthline est une courbe qui va des grandes luminosités et des grandes températures vers les faibles luminosités et les faibles températures (figure 1.1). C'est-à-dire que plus l'étoile est massive, plus elle apparaît dans le diagramme HR à grandes luminosités et températures. La structure et l'évolution d'un cœur protostellaire sont entièrement déterminées par le taux d'accrétion de matière de l'enveloppe qui semble être relativement constant pendant la phase proto-stellaire. Stahler (1983) calcula la birthline pour un taux valant $10^{-5} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ pour des étoiles de faible masse. Palla & Stahler (1993) calculèrent ensuite la birthline pour des masses comprises entre 0.6 et $15 M_{\odot}$ et pour deux taux d'accrétion différents : $10^{-4} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ et $10^{-5} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$. Les deux birthlines ont été tracées sur la figure 1.1 qui est commentée dans le prochain paragraphe. Le calcul de la birthline a des conséquences non négligeables sur l'évolution d'une étoile pendant la phase PMS.

1.3 Les étoiles pré-séquence principale

1.3.1 Définition

Une étoile pré-séquence principale est une étoile qui se trouve dans le stade d'évolution de contraction quasi-statique. Cette période débute lorsque l'étoile s'est débarrassée de l'enveloppe opaque qui l'entoure et qu'elle devient observable dans le domaine optique et s'arrête lorsqu'elle débute la phase séquence principale. Pendant cette phase l'énergie libérée provient principalement de la contraction gravitationnelle. Les réactions nucléaires ne se déclenchent qu'à la fin de la PMS. L'étoile décrit un trajet évolutif dans le diagramme HR qui débute à la birthline et qui se termine sur la **ZAMS** (Zéro Age Main Sequence Star) qui marque le début de la phase séquence principale (figure 1.1)

1.3.2 Evolution dans le diagramme HR

Sur la figure 1.1 sont représentés les tracés évolutifs d'une étoile PMS pour différentes masses. Une étoile parcourt ce tracé de la droite vers la gauche. Une étoile de masse inférieure à $2 M_{\odot}$ commence par descendre la ligne d'Hayashi, qui est une droite quasiment verticale, sur laquelle elle est totalement convective. En bas de cette ligne, apparaît un cœur radiatif qui fait remonter sa luminosité et sa température. Enfin, l'apparition des réactions nucléaires en fin de phase PMS fait redescendre sa luminosité et sa température jusqu'à la ZAMS. De plus amples descriptions sur la structure de l'étoile à chaque stade de la PMS sont données dans le chapitre 8.

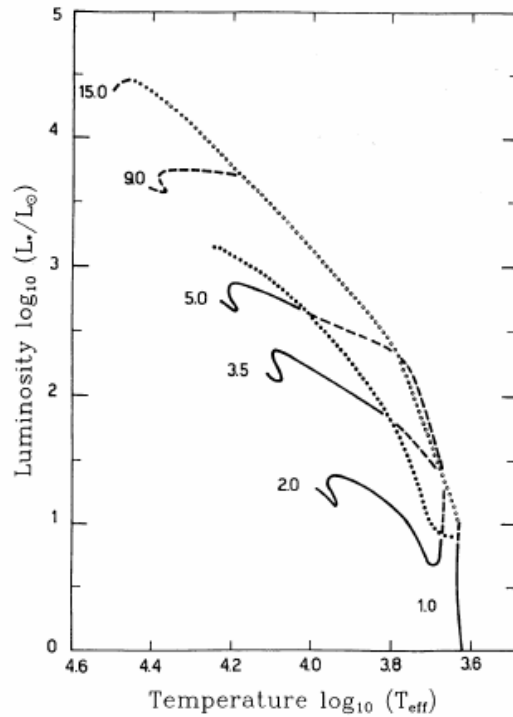


FIG. 1.1: Tracés évolutifs PMS d'étoiles de masses comprises entre 1 et 15 M_{\odot} . Les deux lignes en pointillées représentent la birthline pour deux taux d'accrétion différents : $10^{-4} M_{\odot}.an^{-1}$ en haut et $10^{-5} M_{\odot}.an^{-1}$ en dessous. Les lignes en trait plein représentent les tracés évolutifs des étoiles pendant la phase PMS. Ils débutent sur la birthline et se terminent sur la ZAMS (Palla & Stahler 1993).

Si l'on compare l'évolution PMS depuis la birthline avec une approche classique qui démarre systématiquement la phase PMS avec une étoile entièrement convective, alors la phase convective est réduite ou absente et la durée totale de la phase PMS est plus courte. De plus, la birthline coupe la ZAMS à une certaine masse qui est la masse au delà de laquelle l'étoile ne vit plus de phase PMS et se trouve directement sur la ZAMS lors de son apparition dans le diagramme HR. Cette masse critique est la limite supérieure des étoiles PMS de masse intermédiaire. Dans le cas d'un taux d'accrétion de $10^{-5} M_{\odot}.an^{-1}$ la masse critique vaut environ $8 M_{\odot}$. On ne devrait donc pas observer d'étoiles PMS de masse supérieure à $8 M_{\odot}$. Par contre pour un taux d'accrétion de $10^{-4} M_{\odot}.an^{-1}$, la masse critique vaut $15 M_{\odot}$. La gamme de masses des étoiles PMS de masse intermédiaire est donc plus grande avec un taux d'accrétion pendant la phase protostellaire de $10^{-4} M_{\odot}.an^{-1}$.

Avec ces résultats, on est donc amené à différencier deux types d'étoile PMS : les étoiles de faible masse ($M < 1.5 M_{\odot}$) et les étoiles de masse intermédiaire ($1.5 M_{\odot} < M < 15 M_{\odot}$). Le choix de la limite supérieure des masses intermédiaires n'a pour l'instant pas d'importance et sera justifié dans le chapitre 13. Ces deux types d'étoiles vivent une évolution PMS différente. Dans le cas des masses intermédiaires, la durée de vie PMS est très courte comparée à celle des étoiles de faible masse car premièrement elles sont plus massives et deuxièmement leur trajet PMS est tronqué par la birthline. La deuxième grande différence est que les étoiles de faible masse vivent une phase convective très longue au début de la PMS, contrairement aux étoiles de masse comprise

entre 1.5 et 2 M_{\odot} dont la ligne d'Hayashi est très courte et aux étoiles de masse supérieure à 2 M_{\odot} pour lesquelles la phase convective a totalement disparu. Nous verrons que ce résultat a une forte conséquence sur l'origine du champ magnétique et pour cette raison, je n'ai étudié que les étoiles de masse intermédiaire pendant ma thèse.

D'un point de vue observationnel, nous distinguons les étoiles PMS de faible masse (ou de type spectral compris entre M et F) que l'on appelle les étoiles T Tauri et les étoiles PMS de masse intermédiaire (de type spectral A ou B) que l'on appelle les étoiles de Herbig Ae/Be. Les étoiles de Herbig Ae/Be étant dans un stade précoce de l'évolution, nous supposons donc que ce sont les progéniteurs des étoiles A et B de la séquence principale. Parmi ces étoiles nous pouvons distinguer un groupe que l'on appelle les étoiles Ap magnétiques et qui nous intéressent tout particulièrement, pour étudier l'évolution du champ magnétique dans les étoiles de masse intermédiaire. Nous allons donc décrire les caractéristiques observationnelles de ces étoiles et des étoiles de Herbig Ae/Be.

CHAPITRE 2

Les étoiles de Herbig et les étoiles Ap/Bp

Sommaire

2.1	Caractéristiques observationnelles des étoiles Ap/Bp	12
2.1.1	Classification des étoiles chimiquement particulières	12
2.1.2	Caractéristiques observationnelles des étoiles Ap magnétiques	13
2.1.3	Détection et description des champs magnétiques dans les étoiles Ap/Bp	14
2.2	Caractéristiques observationnelles des étoiles de Herbig Ae/Be . . .	17
2.2.1	Définition d'une étoile de Herbig Ae/Be	17
2.2.2	Les observations photométriques	18
2.2.3	Les observations spectroscopiques	20
2.2.4	Géométrie de l'environnement circumstellaire	21
2.2.5	Evolution des étoiles de Herbig Ae/Be	21

TAB. 2.1: Classification des étoiles selon leur masse et la présence de champ magnétique

	Etoiles PMS		Etoiles MS	
	magnétiques	non magnétiques	magnétiques	non magnétiques
Masses faibles Type spectral F→M	Etoiles T Tauri Etoiles post-T Tauri		Etoiles de type solaire Etoiles naines	
Masses intermédiaires Type spectral A et B	Etoiles de Herbig Ae/Be ?	Etoiles PMS non emissives	Ap magnétiques : Ap SrCrEu Ap Si He-faibles SiSrTi He-riches	A/B normales Ap HgMn Am He-faibles PGa λBoo

2.1 Caractéristiques observationnelles des étoiles Ap/Bp

2.1.1 Classification des étoiles chimiquement particulières

Les étoiles **chimiquement particulières** (CP) sont des étoiles qui présentent des anomalies d'abondances dans leur spectre par rapport aux abondances observées dans les étoiles normales de même température effective et gravité. Ce sont des étoiles qui appartiennent à la partie chaude de la séquence principale ($T_{eff} > 7000$ K) et qui sont des rotateurs lents comparés aux étoiles normales A et B. Ces étoiles ont été classées suivant leurs particularités chimiques qui se révèlent être plus ou moins liées à leur température de surface. La classification de Preston (1974) divisa ces étoiles en quatre groupes :

- les étoiles Am, dont le spectre montre des déficiences en Ca II et Sc II et des excès en éléments lourds. La température est comprise entre 7000 K et 10000 K,
- les étoiles Ap magnétiques, dont le spectre montre des excès en Si, Cr, Sr, Eu et en autres Terres Rares. Leur température est comprise entre 8000 K et 15000 K,
- les étoiles Ap Hg-Mn, dont les raies de HgII $\lambda 3984$ et MnII sont plus intenses. La température de ces étoiles est comprise entre 10000 K et 15000 K,
- les étoiles Ap He-faible, dont le spectre montre des raies d'HeI plus faibles et dont la température va de 13000 K à 20000 K.

Depuis on a distingué un cinquième groupe : les He-riches, dont le spectre montre des raies intenses en HeI et dont la température est comprise entre 21000 K et 30000 K. Il existe une autre classe d'étoiles chimiquement particulières appelées λ Boo, du nom de leur prototype (λ Boötis). Ces étoiles ont des raies métalliques faibles, mais ont une vitesse de rotation comparable aux étoiles A normales, contrairement aux autres étoiles CP. Depuis Preston (1974), la classification s'est nuancée en distinguant deux sous-groupes des étoiles Ap magnétiques : les Ap froides (ou Ap SrCrEu) dont la température varie entre 8000K et 12000K et les Ap Si ayant une température allant de 10000K et 15000K. De même on a distingué deux classes d'He-faibles présentant chacune des abondances anormalement fortes de différents éléments : les He-faibles SiSrTi et les He-faibles PGa.

On peut rassembler ces différentes classes en deux groupes principaux. Le premier groupe est ce qu'on appelle les étoiles **Ap magnétiques** regroupant les Ap SrCrEu,

les Ap Si, les He-faibles SiSrTi et les He-riches. Remarquons que la désignation des étoiles Ap magnétiques n'est pas réservée au type spectral de type A. On inclut aussi les étoiles B magnétiques montrant les mêmes particularités chimiques. Le deuxième groupe appelé **étoiles non-magnétiques** rassemble les Ap HgMn, les Am, les He-faible PGa et les λ Boo. Cette classification en deux groupes d'étoiles magnétiques et non-magnétiques est connue depuis plusieurs décennies. L'amélioration des instruments et des techniques de mesure du champ magnétique n'a pas modifié cette classification, ou peut-être très légèrement en distinguant des sous-groupes. En effet, la dernière grande campagne d'observation ayant pour but de détecter des champs magnétiques dans les étoiles de type spectral A et B à l'aide de l'instrument MUSICOS à l'Observatoire du Pic du Midi, a confirmé la répartition d'étoiles magnétiques et non-magnétiques suivant leurs particularités chimiques décrites ci-dessus (Shorlin et al. 2002). Non seulement on n'a aucune mesure directe de champ magnétique dans les étoiles A et B normales ainsi que dans les étoiles Ap HgMn, les Am, les He-faible PGa et les λ Boo, mais en plus ces étoiles ne montrent aucun phénomène associé aux étoiles magnétiques de la séquence principale : il n'y a pas de variabilité photométrique, ni de variabilité des profils de raie, on n'observe pas d'émission de raies de résonance, ni d'émission dans le domaine des rayons X.

2.1.2 Caractéristiques observationnelles des étoiles Ap magnétiques

La profondeur des raies spectrales liée aux anomalies d'abondance ainsi que la luminosité de l'étoile varient périodiquement avec une période égale aux variations d'intensité du champ magnétique mesuré. Les périodes P mesurées satisfont toujours :

$$P \leq \frac{2\pi R}{v \sin i} \quad (2.1)$$

où R est le rayon de l'étoile, v est sa vitesse de rotation et i est l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée (Landstreet 2001). Cette période est donc associée à la rotation de l'étoile et nous pouvons proposer un modèle simple pour expliquer ces variations. Un champ magnétique approximativement dipolaire est fixé dans l'étoile, dont l'axe est incliné d'un angle β avec l'axe de rotation. Ce champ magnétique entraîne des taches d'abondances à la surface de l'étoile, réparties de façon non symétrique par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. Comme l'étoile tourne, l'intensité du champ magnétique varie car sa configuration change d'aspect, et les raies spectrales ainsi que la luminosité varient à cause des changements d'abondances sur l'hémisphère visible (Landstreet 2001).

Les étoiles chimiquement particulières sont des rotateurs lents comparées aux étoiles A et B **normales**, C'est-à-dire qui ne montrent pas d'anomalies d'abondances, qui ne tournent pas particulièrement lentement ou rapidement et qui ne sont pas magnétiques. Les théories actuelles expliquant l'apparition de taches d'abondances à la surface des étoiles CP fait intervenir la diffusion et la sédimentation gravitationnelle des éléments dans l'atmosphère des étoiles. Si l'étoile tourne trop rapidement, la circulation méridienne va mélanger l'atmosphère, annulant l'effet de la diffusion. On explique ainsi que les étoiles CP sont toutes des rotateurs lents. Les périodes de rotation des étoiles A et B s'étalent sur plusieurs ordres de grandeurs allant de un jour à quelques dizaines d'années. Les courtes périodes de rotation sont rares et la majorité des rotateurs rapides

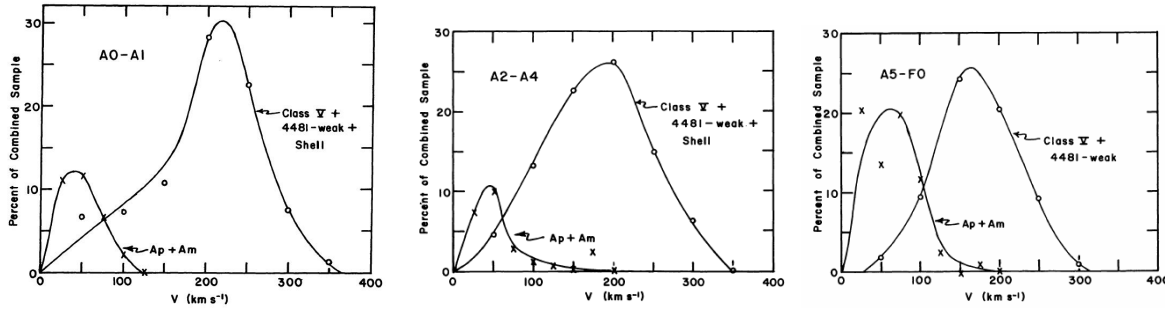


FIG. 2.1: Distributions des vitesses équatoriales des étoiles Ap/Bp et des étoiles normales A. Chaque graphique considère des types spectraux différents : A0-A1 à gauche, A2-A4 au milieu et A5-F0 à droite (Abt & Morrell 1995).

sont des étoiles A/B non particulières et non magnétiques. Les figures 2.1 obtenues par Abt & Morrell (1995) à partir d'une étude de 1700 étoiles, montrent la structure bimodale de la distribution des vitesses de rotation parmi les étoiles A : les faibles vitesses de rotation sont nombreuses parmi les étoiles CP et les grandes vitesses de rotation sont plus fréquentes parmi les étoiles A normales.

2.1.3 Détection et description des champs magnétiques dans les étoiles Ap/Bp

La détection de champs magnétiques stellaires n'est pas une tâche facile. Ce n'est pas par hasard que la première détection fut obtenue par Babcock (1947) dans 78 Vir qui fait partie des étoiles Ap, connues pour être des rotateurs lents et pour être les étoiles les plus magnétiques. En effet, la détection de champs magnétiques est principalement basée sur l'effet Zeeman dont le principe est un dédoublement (ou détriplement) des niveaux d'énergie des atomes constituant une étoile magnétique. Les raies du spectre d'une étoile magnétique sont séparées en trois composantes. Il existe deux principales méthodes de mesure de champ magnétique donnant deux quantités différentes représentatives de l'intensité du champ à la surface de l'étoile :

- **le champ longitudinal moyen** B_ℓ : composante du vecteur champ magnétique parallèle à la ligne de visée moyennée sur la surface visible de l'étoile. Cette quantité est obtenue en mesurant une différence entre les polarisations circulaires droite et gauche du spectre d'une étoile. Nous verrons plus en détail cette méthode dans le chapitre 9.
- **le module du champ moyen** B_S : module du champ magnétique moyenné sur la surface visible de l'étoile. On l'obtient en mesurant directement la séparation en longueur d'onde des composantes d'une raie détriplée sous l'effet Zeeman.

La séparation des composantes d'une raie divisée par effet Zeeman est très faible et elle est d'autant plus petite que le champ est faible. De plus, les raies spectrales sont élargies par la rotation rendant encore plus difficile la détection d'un dédoublement d'une raie ou même uniquement son élargissement par effet Zeeman dans les rotateurs rapides. Cependant, cela ne nous empêcha pas d'obtenir dans plus de 100 étoiles Ap/Bp des mesures de B_ℓ et B_S allant de quelques 100 G à plusieurs dizaines de kG.

a) Caractéristiques du champ magnétique

On distingue les mêmes caractéristiques du champ observé dans toutes les étoiles A magnétiques. Premièrement, on détecte un signal de polarisation circulaire intense dans les raies spectrales, indiquant que le champ magnétique est organisé à grande échelle. En effet, s'il n'était pas organisé à grande échelle, mais de topologie complexe comme dans le soleil, la polarisation circulaire moyennée sur la surface de l'étoile serait beaucoup plus petite que ce qu'on observe. De plus, ce champ magnétique est en grande partie dipolaire. En effet, des composantes toroïdales ou multipolaire d'ordre plus élevé d'intensité suffisante pour donner un champ magnétique longitudinal du même ordre de grandeur que celui observé introduirait de fortes distorsions dans le profil des raies en intensité. Or ces distorsions ne sont pas observées. On observe des variations sinusoïdales du champ magnétique longitudinal B_ℓ sur une période de rotation, ce qui est consistant avec l'hypothèse d'un simple dipôle centré faisant un angle β avec l'axe de rotation, comme décrit un peu plus haut. Pourtant, si le champ magnétique était uniquement dipolaire, le module du champ B_S devrait montrer deux minima et deux maxima sur une période. Or dans certains cas, il ne montre qu'un seul minimum et qu'un seul maximum. La configuration du champ magnétique est donc un peu plus complexe qu'un simple dipôle magnétique.

Des modèles alternatifs comme le dipôle décentré ou bien la superposition au dipôle d'un quadrupôle colinéaire ont été proposés (Mathys 2001). Une analyse récente de Landstreet & Mathys (2000) des courbes de variations de B_ℓ et B_S ainsi que d'autres observables du champ magnétique les amenèrent à proposer un modèle consistant en la superposition de multipôles colinéaires d'ordre faible (dipôle, quadrupôle et octupôle). La présence d'un dipôle permet d'expliquer la courbe du champ longitudinal B_ℓ en fonction du temps, le quadrupôle permet de retrouver le contraste en intensité du champ entre les pôles observés et l'octupôle explique le contraste du champ entre l'équateur et les pôles. Bagnulo et al. (2000), avec une analyse similaire proposèrent aussi un modèle de configuration du champ magnétique consistant en la superposition d'un dipôle et d'un quadrupôle tous deux centrés dans l'étoile. Ces modèles reproduisent assez bien les observations, mais ils ont toujours quelques défauts. Des méthodes un peu plus sophistiquées se sont développées et sont principalement basées sur l'inversion directe des quatre profils de Stokes observés aux cours d'une période de rotation et permettent de tracer des cartes de champ magnétique à la surface de l'étoile (Donati et al. 2006).

Une autre méthode d'analyse de la polarisation de la lumière des étoiles Ap fut proposée, permettant de déterminer la valeur du champ magnétique transverse (perpendiculaire à la ligne de visée) de l'étoile. Cette méthode nécessite des observations en **polarisation linéaire bande-large** (broadband linear polarization) et vient en complément des mesures des autres composantes du champ magnétique : B_ℓ et B_S . Cette technique a initialement été utilisée pour étudier le champ magnétique du Soleil (Leroy 1962). Elle est basée sur la polarisation par intensification magnétique des raies spectrales saturées : un triplet Zeeman saturé aura une polarisation linéaire non nulle directement reliée à la composante transverse du champ magnétique longitudinal. Ce mécanisme a ensuite été proposé pour expliquer les variations des observations de polarisation linéaire bande-large dans les étoiles Ap magnétiques (Kemp & Wolstencroft 1974, Breger et al. 1989). Landi degl'Innocenti et al. (1981) ont calculé des diagrammes de polarisation dans le plan (Q, U) pour un rotateur oblique contenant un dipôle dé-

centré. Ils comparèrent leurs modèles avec les observations de 53Cam et α^2 CVn en polarimétrie bande-large obtenues par Kemp & Wolstencroft (1974). Ils obtinrent les mêmes résultats que ceux obtenus en analysant la polarisation circulaire de ces étoiles, mais leurs observations n'étaient pas suffisamment précises pour affiner la géométrie du champ magnétique en utilisant la polarisation bande-large. Plus tard, Leroy et ses collaborateurs (Landolfi et al. 1993, Leroy et al. 1993, Bagnulo et al. 1995, Leroy et al. 1995, Leroy 1995, Leroy et al. 1996) obtinrent de nouvelles observations de plusieurs étoiles Ap et développèrent un code d'inversion permettant de retrouver la configuration du champ magnétique de l'étoile. Globalement le modèle de dipôle centré reproduisit bien les observations mais pour de nombreuses étoiles, une configuration du champ magnétique légèrement différente du rotateur oblique a été mise en évidence pour reproduire en même temps les observations en polarisation circulaire et linéaire bande large (Leroy et al. 1996, Wade et al. 1996). Cette méthode a cependant ses limites : la présence de polarisation dans le milieu interstellaire contamine les observations, la proportion de lumière linéairement polarisée émise par l'étoile est faible, et il est nécessaire d'obtenir des observations avec une bonne résolution spectrale.

b) Distribution en intensité des champs magnétiques des étoiles Ap/Bp

Dans un premier temps l'étude de la distribution des intensités du champ magnétique dans les étoiles Ap était basée uniquement sur les mesures du champ magnétique longitudinal. Or la forte dépendance de B_ℓ avec l'inclinaison i limitait très fortement les conclusions que l'on pouvait tirer sur la dépendance du champ magnétique avec les propriétés des étoiles ou avec l'âge. Néanmoins, des tendances générales ont pu être proposées en calculant les moyennes quadratiques sur une période de rotation. En particulier, Landstreet (1992) a montré une différence systématique entre la valeur médiane de la moyenne quadratique dans les étoiles Ap, valant environ 300 G, et dans les étoiles Bp plus chaudes classées He-faibles ou He-riches, pour lesquelles la médiane est beaucoup plus grande et vaut environ 1000 G.

Le module du champ magnétique moyen B_S est une mesure plus appropriée pour caractériser le champ magnétique intrinsèque aux étoiles puisqu'il ne dépend pas de l'angle d'inclinaison. Par contre il ne peut être mesuré que dans une petite fraction d'étoiles dont les raies sont magnétiquement résolues. Mathys et al. (1997) ont obtenu un échantillon suffisant d'étoiles dans lesquelles la mesure de B_S est obtenue avec une précision d'environ 25-30 G. La plupart des B_S mesurés sont compris entre 3 kG et 9 kG. De plus ils n'ont pas mesuré de B_S inférieur à 2,8 kG (cf. figure 2.2). Ce résultat est surprenant sachant que leur limite de détection était de 1,7 kG. On n'a pas encore trouvé d'explication à cette coupure du champ magnétique. Ces auteurs rapportèrent aussi un résultat intéressant : aucune étoile de période supérieure à 150 jours ne possède un B_S supérieur à 7,5 kG, alors que plus de 50 % des étoiles de période inférieure à 150 jours ont un B_S qui dépasse cette valeur (cf. figure 2.3).

Landstreet & Mathys (2000), parvinrent à un autre résultat encore inexplicable : l'angle β entre l'axe de rotation et l'axe magnétique est inférieur à 20° pour des étoiles dont la période est supérieure à 30 jours, C'est-à-dire que les rotateurs lents ont tendance à avoir leur axe magnétique presque aligné avec leur axe de rotation.

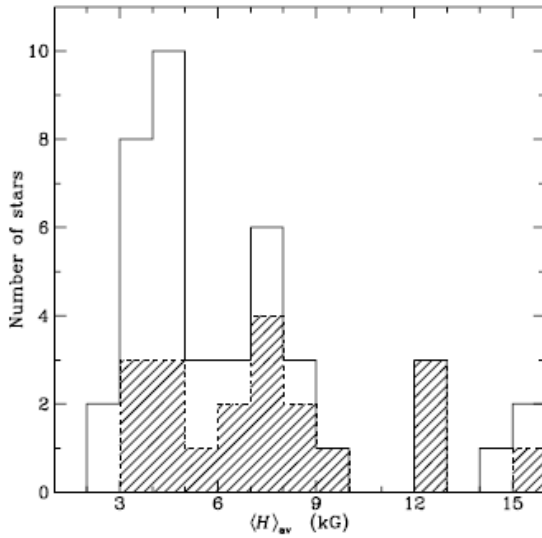


FIG. 2.2: Distribution du module du champ magnétique moyen B_S ($\langle H_{av} \rangle$ sur la figure) moyenné sur une période de rotation pour 42 étoiles Ap/Bp. Les parties hachurées représentent uniquement les étoiles qui ont été observées tout au long de leur cycle de rotation, les autres n'ayant été observées que pendant une partie de leur cycle (Mathys et al. 1997).

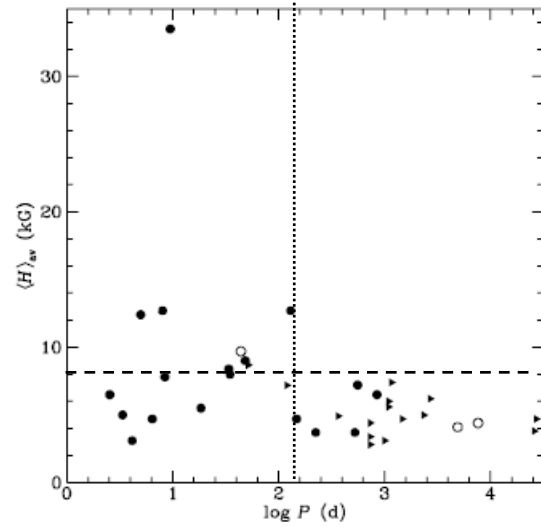


FIG. 2.3: Module du champ magnétique moyen, moyenné sur une période, en fonction de la période des étoiles Ap/Bp. Les ronds représentent les périodes déterminées précisément et les triangles représentent les étoiles dont seule une limite inférieure a pu être mesurée (Mathys et al. 1997).

2.2 Caractéristiques observationnelles des étoiles de Herbig Ae/Be

2.2.1 Définition d'une étoile de Herbig Ae/Be

Herbig (1960) fut le premier à étudier de manière systématique un groupe d'étoiles que l'on appelle maintenant **étoiles de Herbig Ae/Be**, et dont les paramètres observationnels furent définis ainsi :

- le type spectral de l'étoile est A ou B, et son spectre présente des raies en émission
- l'étoile doit être localisée dans une région obscure
- l'étoile doit illuminer des nébulosités brillantes dans son entourage immédiat.

En se basant sur ces critères il sélectionna 26 étoiles qui constituèrent le premier groupe d'étoiles de Herbig. Petit à petit, la liste de ce type d'étoiles s'allongea et aujourd'hui on dénombre plus d'une centaine d'étoiles de Herbig Ae/Be (Thé et al. 1994, Vieira et al. 2003).

La découverte d'objets possédant certains mais pas tous les critères de Herbig (1960) nécessita divers ajustements de la définition d'une étoile de Herbig Ae/Be au cours des dernières années. En particulier, les observations d'IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) ont révélé de nouvelles étoiles de Herbig Ae/Be qui semblent être isolées, c'est-à-dire qu'elles ne sont pas associées à des nébulosités et ne sont pas clairement localisées dans une région active de formation d'étoile (Hillenbrand 1994, Waters & Waelkens 1998).

La définition d'une étoile de Herbig Ae/Be est assez ambiguë suivant les auteurs. Vieira et al. (2003) sélectionna seulement 108 étoiles de Herbig Ae/Be (alors que Thé et al. (1994) en avait sélectionné 140) en se basant sur les mêmes critères suivants :

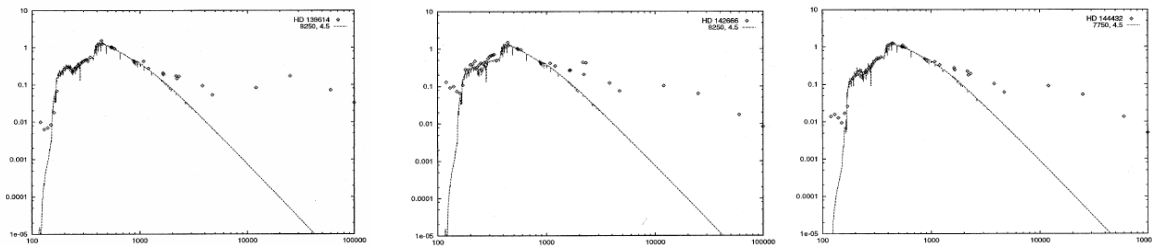


FIG. 2.4: Distribution spectrale d'énergie des étoiles de Herbig Ae/Be : HD 139614 à gauche, HD142666 au milieu et HD144432 à droite (Meeus et al. 1998). Dans chaque cas, λF_{λ} , normalisé par rapport au filtre V, est tracé en fonction de λ . Les points observés sont superposés au modèle d'atmosphère de Kurucz. On observe un excès IR et UV pour chaque étoile.

- l'étoile a un type spectral A ou plus précoce et possède des raies d'émission dans son spectre,
- elle est localisée dans une région obscure
- elle illumine des nébulosités dans son entourage immédiat
- elle présente une loi d'extinction anormale
- elle possède un excès IR
- elle est photométriquement variable
- elle montre un profil de la raie MgII $\lambda 2800$ en émission.

On retrouve les trois critères proposés par Herbig (1960). Les quatre autres critères ont été ajoutés par Thé et al. (1994) afin d'englober les propriétés observationnelles d'un plus grand nombre de candidates. Cependant très peu d'étoiles satisfont tous ces critères. Par contre toutes les étoiles de Herbig Ae/Be en satisfont au moins un : l'excès IR. En effet, une étoile de Herbig Ae/Be est une étoile PMS. Une bonne façon de savoir si l'étoile est jeune, est de détecter un disque ou une enveloppe circumstellaire par le rayonnement IR qu'ils émettent. Notons au passage que le type spectral n'est plus restreint à A et B. On trouve dans la littérature plusieurs étoiles classées comme Herbig Ae/Be alors que leur type spectral peut descendre jusqu'à F5.

2.2.2 Les observations photométriques

On observe les étoiles de Herbig Ae/Be sur un très grand domaine spectral allant des rayons X aux ondes radio, illustrant ainsi la présence d'une panoplie de phénomènes importants : vents stellaires, jets bipolaires, accréation de matière d'un disque circumstellaire ou d'une enveloppe, qui ressemblent aux phénomènes observés dans les étoiles T Tauri.

La distribution spectrale d'énergie (SED) de la plupart des étoiles de Herbig Ae/Be montre un fort excès IR mettant en évidence la présence d'une grande quantité de matière circumstellaire (figure 2.4). On a donc de grandes difficultés à séparer la SED de la matière circumstellaire de celle de la photosphère de l'étoile, pouvant entraîner quelques incertitudes sur la détermination du type spectral de l'étoile (Witt & Cottrell 1980).

On observe aussi souvent un excès du continu UV dans la SED (figure 2.4) qui est attribué à un gaz chaud près de l'étoile avec des températures pouvant largement dépasser la température effective de l'étoile (Grady et al. 2005, Deleuil et al. 2005). Puisque les étoiles de Herbig Ae/Be sont entourées de nébulosités et sont souvent trouvées dans

des régions de formation stellaire, la loi d'extinction peut être significativement différente de la courbe d'extinction moyenne du milieu interstellaire. Cette incertitude sur l'extinction amène à une incertitude sur la magnitude voire même l'existence d'un excès UV. De plus, on observe aussi un fort excès UV dans les étoiles T Tauri attribué à un gaz chaud accrété par l'étoile centrale. Par comparaison, on peut mesurer un taux d'accrétion de matière dans certaines étoiles de Herbig Ae/Be à l'aide du flux UV et obtenir des valeurs de l'ordre de $10^{-7} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ (Talavera et al. 1994). Or, on observe un faible veiling dans le spectre optique de la plupart des étoiles de Herbig Ae/Be indiquant que le taux d'accrétion n'est pas si grand et vaut plutôt $10^{-8} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ (Böhm & Catala 1993, Ghandour et al. 1994). L'excès UV peut donc être faussement attribué totalement à un gaz chaud accrété par l'étoile.

Dans certaines étoiles de Herbig Ae/Be, cependant, la contribution de la matière circumstellaire domine totalement la SED. Ce sont des étoiles variables de type FU Ori et le taux d'accrétion de matière peut être supérieur de plusieurs ordres de grandeur aux taux d'accrétion des étoiles de Herbig Ae/Be "typique" qui montrent un faible veiling (Hartmann & Kenyon 1996).

Des émissions X ont été détectées dans certaines étoiles de Herbig Ae/Be indiquant la présence d'un gaz très chaud proche de l'étoile (Zinnecker & Preibisch 1994, Hama-guchi et al. 2005). Cependant, sa localisation et son origine ne sont pas encore clairs. Il existe plusieurs hypothèses dont l'existence d'un vent stellaire, d'une couronne chaude entourant l'étoile, comme pour le soleil ou bien d'un compagnon T Tauri à qui on pourrait attribuer l'émission X observée.

On observe des variations photométriques du continu optique des étoiles de Herbig Ae/Be sur plusieurs échelles de temps, suggérant que différents mécanismes sont responsables de ces variations. On distingue en particulier la variabilité de type UX Ori (Grinin et al. 1994, Meeus et al. 1998, Herbst & Shevchenko 1999) dont le continu optique chute soudainement de trois ordres de grandeur accompagné d'une diminution du rougissement de l'étoile. Cette chute est suivie d'un retour progressif au continu initial qui peut durer plusieurs semaines. On explique ce phénomène par des variations de colonne de densité de la poussière circumstellaire sur notre ligne de visée. La présence d'autres variations photométriques (Waters & Waelkens 1998, van den Ancker et al. 1998) suggèrent aussi que les étoiles de Herbig ne sont pas entourées d'une enveloppe de poussière homogène, mais qu'elle est constituée d'agrégats. Cependant ces variabilités ne sont observées que dans des étoiles plus tardives que A0. En effet, van den Ancker et al. (1998) suggère que ces variabilités se déroulent dans des stades précoces de l'évolution d'une étoile PMS et que le manque d'étoiles de Herbig Be fortement variables provient du fait que lorsqu'elles deviennent optiquement visibles, elles ont accrété la majorité de la matière circumstellaire et ne possèdent plus d'enveloppe dense formée d'agrégats.

D'autre part, on observe des variations photométriques dans le visible de faible amplitude ($M_V < 0.5$ mag), supposées être dues à une activité chromosphérique ou à des oscillations stellaires (Amado et al. 2004).

Toutes ces variabilités, ces excès IR et UV posent problème pour la détermination des paramètres fondamentaux des étoiles de Herbig Ae/Be. Par conséquent, rares sont ces étoiles pour lesquelles les paramètres sont bien connus.

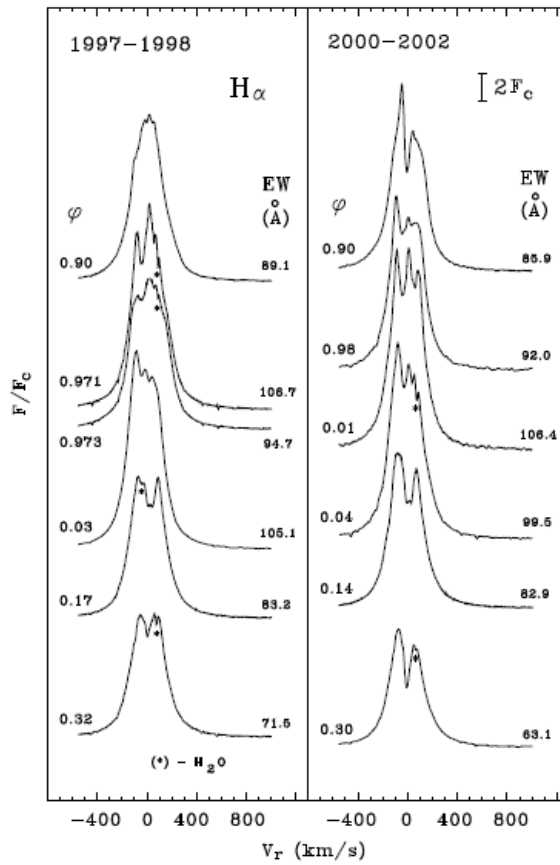


FIG. 2.5: Evolution du profil $H\alpha$ de HD 200775 au cours de la phase de rotation (Pogodin et al. 2004)

2.2.3 Les observations spectroscopiques

Les spectres des étoiles de Herbig Ae/Be ne montrent pas en général de particularité chimique dans leur atmosphère. Il existe donc une bonne corrélation entre leurs raies photosphériques et celles des étoiles A et B normales de la séquence principale (Acke & Waelkens 2004).

Les vitesses de rotation des étoiles de Herbig Ae/Be ont des valeurs intermédiaires comprises entre 60 km.s^{-1} et 200 km.s^{-1} . Il y a très peu de rotateurs lents et en général elles tournent plus vite que les étoiles T Tauri.

La seule particularité universelle des spectres des étoiles de Herbig Ae/Be est la présence de raies en émission et en particulier $H\alpha$, dont la forme de l'émission est soit un pic unique, soit un double pic, soit un profil PCygni, et que ces raies en émission varient au cours du temps (Figure 2.5). On observe aussi dans certaines étoiles de Herbig Ae/Be une variabilité des raies d'absorption, comme par exemple dans AB Aur (Catala et al. 1999). On observe de nombreuses raies en émission des espèces chimiques suivantes : OI, CaII, SiII, MgII et FeII. L'interprétation de ces raies en émission est débattue. D'un côté Hamann & Persson (1992) concluent à une similarité du comportement des raies en émission chez les étoiles de Herbig et chez les T Tauri, c'est-à-dire que les raies en émission larges et fortes se forment dans une région dense et turbulente qui est générée à la limite entre le disque d'accrétion et l'étoile, alors

que Catala et al. (1999) expliquent l'émission $H\alpha$ de AB Aur par un modèle de vent chromosphérique. Cependant, des caractéristiques spectrales communes à AB Aur et HD 163296 arrivèrent à un même modèle de matière circumstellaire pour ces deux étoiles (Catala et al. 1989). On observe dans le spectre de ces deux étoiles que les raies UV de Mg II et la raie K de Ca II sont modulées avec deux périodes différentes. La période des variations de la raie du Ca II est attribuée à la période de rotation de l'étoile, tandis que les raies UV seraient formées dans une chromosphère en rotation différentielle à la base du vent.

Enfin, les observations des variations de certaines raies du spectre optique et UV amenèrent à la conclusion qu'il existe un disque d'accrétion autour de l'étoile plus ou moins épais et constitué d'agrégats suivant les cas (Pérez et al. 1993, Grinin et al. 1994, Graham 1992, Beskrovnaya & Pogodin 2004). La spectroscopie infrarouge est largement utilisée pour déterminer la composition chimique des disques et enveloppes circumstellaires (p. ex. Waelkens et al. 1996). En particulier les observations montrent des poussières riches en carbone et oxygène. Elles indiquent aussi la présence d'eau et d'olivine cristalline que l'on retrouve dans les comètes de notre système solaire (Malfait et al. 1998).

2.2.4 Géométrie de l'environnement circumstellaire

Nous venons de voir que les observations aussi bien spectroscopiques que photométriques indiquent la présence de disque, de vent et d'enveloppe circumstellaire. D'autre part, les études de Ray & Mundt (1993) et de Mundt & Ray (1994) estiment qu'entre 10 % et 20 % des étoiles de Herbig Ae/Be sont associées à des jets bipolaires et/ou à des objets Herbig-Haro. En particulier Poetzel et al. (1989) observèrent autour de la variable de FU Ori, Z CMa, un jet qui s'étend sur 3.6 pc avec une vitesse de 620 km.s^{-1} , ainsi que 15 objets Herbig-Haro associés. Les jets bipolaires des étoiles de Herbig Ae/Be sont plutôt similaires à ceux des étoiles T Tauri d'un point de vue morphologique. Par contre il sont en général plus rapide que les étoiles T Tauri et ont une vitesse comprise entre 600 et 900 km.s^{-1} .

Comme les étoiles de Herbig Ae/Be sont les homologues aux masses intermédiaires des étoiles T Tauri, il semble naturel de supposer que l'environnement des étoiles de Herbig Ae/Be est similaire à celui des T Tauri, c'est-à-dire constitué d'un disque optiquement fin et de jets bipolaires. La similarité entre la morphologie des jets des deux types d'étoiles soutient l'idée que les étoiles de Herbig Ae/Be ont des disques. La première mise en évidence directe d'un disque autour d'une étoile de Herbig fut obtenue par Marsh et al. (1995) à partir d'une image à haute résolution de AB Aur à $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$. La taille du disque mesure environ 80 UA (Unité Astronomique) à $17.9 \mu\text{m}$. De nombreuses mises en évidence de disques ont été possibles grâce à l'interférométrie millimétrique. La mesure du champ de vitesse de la molécule CO dans certaines étoiles montre que la rotation du disque est constante et de type keplerienne. Le rayon typique des disques s'étend de 200 UA et 600 UA et la masse typique du disque est comprise entre $0.005 M_{\odot}$ et $0.05 M_{\odot}$ (Mannings & Sargent 1997).

2.2.5 Evolution des étoiles de Herbig Ae/Be

De nombreuses études des étoiles PMS dans plusieurs amas jeunes montrèrent une rareté relative des étoiles de Herbig Ae/Be parmi les étoiles PMS. Par exemple, dans

NGC 2244 (Nébuleuse de la Rosette) seulement 10 % des étoiles montrent un large excès IR alors que 60 % des étoiles n'en montrent aucun (Pérez et al. 1987). On remarque d'autre part une fraction du nombre d'étoiles avec excès IR sur le nombre d'étoiles sans excès IR plus importante dans les associations les plus jeunes observées. Par exemple, dans Orion et dans NGC 1333, elle est évaluée à 61 % (Lada et al. 1996). On suppose donc une décroissance temporelle du phénomène Herbig Ae/Be dans les amas.

En supposant que toutes les étoiles de Herbig Ae/Be ont, ou ont eu, un disque, l'existence d'étoiles de Herbig Ae/Be de champ âgées jusqu'à 10 Ma suggère que dans certains environnements, le disque peut survivre significativement plus longtemps que dans des amas riches en étoiles (van den Ancker et al. 1997). Plus exactement, les disques autour d'étoiles se trouvant dans des régions de formation d'étoiles de masse intermédiaire peut survivre plus facilement que dans des régions de formation d'étoiles massives dont le champ de rayonnement aurait tendance à disloquer les disques plus rapidement.

Testi et al. (1997) ont cherché la présence d'un amas autour de 19 étoiles de Herbig Ae/Be et ont détecté une source cachée dans la plupart des cas. L'étude de ces amas montre une forte dépendance du type spectral des étoiles de Herbig Ae/Be et de la richesse en étoiles de l'amas : les étoiles de Herbig Ae/Be plus chaudes ont tendance à être entourées d'un amas plus riche en étoiles. Ce résultat doit être pris avec précaution car leur méthode de détection des amas ne permet pas de quantifier le nombre de jeunes étoiles "nues" contenues dans ces amas.

L'âge et l'environnement ne sont pas les seuls paramètres qui déterminent le rapport d'étoiles de Herbig Ae/Be sur le nombre de jeunes étoiles "nues". En effet, André et al. (1992), ont observé l'amas ρ Ophiuci en utilisant le VLBI et ont détecté des émissions radio de plusieurs étoiles jeunes de type A. Ils suggèrent la présence d'un champ fossile qui nettoie l'environnement circumstellaire des étoiles dans une phase précoce de l'évolution. D'autre part plusieurs auteurs proposent que l'accrétion d'un disque circumstellaire est une source d'activité magnétique comme pour les étoiles T Tauri (Blondel et al. 1993, Ray & Mundt 1993, Hubrig et al. 2004).

Enfin, il semblerait que les taux d'accrétion et de jets de matière diminuent avec l'âge. Hartmann et al. (1989) ont déterminé à partir de la SED de Z CMa un taux d'accrétion de l'ordre de $10^{-3} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$, alors que les taux d'accrétion et de jets typiques dans les étoiles de Herbig Ae/Be proches de la ZAMS sont $10^{-8} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ et $10^{-9} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$, respectivement (Blondel et al. 1993, Grady et al. 1996).

CHAPITRE 3

Rotation et champ magnétique lors de l'évolution d'une étoile

Sommaire

3.1	Rôle de la rotation sur la structure et l'évolution d'une étoile	24
3.1.1	Introduction	24
3.1.2	L'effet von Zeipel	25
3.1.3	La circulation méridienne	26
3.1.4	Effet de la rotation sur l'évolution d'une étoile	27
3.1.5	Redistribution du moment cinétique à l'intérieur des étoiles .	33
3.2	Rôle du champ magnétique lors de l'évolution d'une étoile	34
3.2.1	Mise en évidence indirecte du champ magnétique dans des objets jeunes	35
3.2.2	Mise en évidence directe d'un champ magnétique dans des objets jeunes	37
3.3	Couplage entre la rotation et le champ magnétique	38
3.3.1	Présentation du problème	38
3.3.2	Le freinage magnétique pendant la phase pré-effondrement . .	38
3.3.3	Couplage entre le champ magnétique et le vent stellaire pendant la phase protostellaire	39
3.3.4	Couplage entre le champ magnétique et son environnement pendant la phase PMS	39

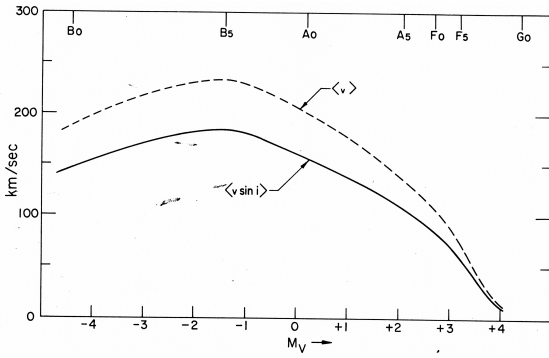


FIG. 3.1: Courbe empirique des vitesses de rotation projetées $\langle v \sin i \rangle$ en fonction de la magnitude M_V . La courbe $\langle v \rangle$ a été obtenue à partir de la courbe $\langle v \sin i \rangle$ en supposant une distribution aléatoire des angles d'inclinaison i (Kraft 1970).

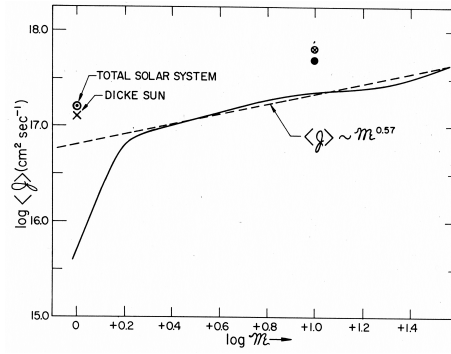


FIG. 3.2: Courbe empirique des moments cinétiques spécifiques ($j = J/M$) des étoiles en fonction de leur masse (M). La courbe $j(M)$ a été ajustée par une loi de puissance $j(M) = M^{0.57}$ pour des masses supérieures à $1.5 M_\odot$. On remarque une chute brutale de j pour des masses inférieures à $1.5 M_\odot$ (Kraft 1970), d'après les données de Abt & Hunter (1962)

3.1 Rôle de la rotation sur la structure et l'évolution d'une étoile

3.1.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la plupart des modèles d'évolution stellaire ne tiennent pas du tout compte de la rotation. Pourtant, la rotation est bel et bien présente dans tous les objets observés dans n'importe quel stade de l'évolution, depuis les nuages moléculaires jusqu'aux pulsars en passant par les phases PMS, MS et géantes.

Dès les premières mesures des vitesses de rotation projetées sur la ligne de visée ($v \sin i$), nous avons remarqué que la position d'une étoile MS dans le diagramme HR est affectée par la rotation (Abt & Hunter 1962). En effet la figure 3.1 montre la variation du $v \sin i$ en fonction de la magnitude absolue M_V dans le visible pour des étoiles MS. La vitesse de rotation chute fortement pour des étoiles plus tardives que F0. Kraft (1970) utilisa la courbe $\langle v \rangle$ de Abt & Hunter (1962) pour calculer le moment cinétique spécifique $j(M) (= J(M)/M, J(M)$ étant le moment cinétique de l'étoile et M sa masse) en utilisant la relation masse-luminosité de Harris et al. (1963) et les modèles stellaires des étoiles pré-séquence principale de Schwarzschild (1958), en supposant une rotation solide. La figure 3.1.1 montre la courbe obtenue de $j(M)$ en trait plein, tracée en fonction de $\log(M)$. On remarque beaucoup plus nettement la coupure pour des masses inférieures à $1.5 M_\odot$. Kraft (1970) suppose que l'hypothèse d'une rotation solide pour les étoiles de faible masse est donc fausse. Non seulement la rotation joue un rôle sur les paramètres fondamentaux de l'étoile, mais en plus, la répartition du moment cinétique à l'intérieur de l'étoile semble jouer un rôle tout aussi important.

Pourtant, si l'on calcule l'énergie de rotation d'une étoile :

$$E_{\text{rot}} = \frac{4\pi}{3} \int_0^R r^4 \rho(r) \omega^2(r) dr \quad (3.1)$$

pour une étoile de type spectral A en rotation solide, avec une vitesse équatoriale

de 200 km.s^{-1} , on obtient une valeur de 10^{46} erg (Kraft 1970). Cette valeur est du même ordre de grandeur que l'énergie totale d'ionisation de l'étoile, elle est plus petite que les énergies potentielles et thermiques de 3 ordres de grandeur et plus petite que l'énergie nucléaire totale de 5 ordres de grandeur. On pourrait donc s'attendre à un effet négligeable.

Cependant, comme le taux d'énergie générée au cœur de l'étoile est très sensible à la température, l'effet centrifuge de la rotation, même dans le cœur de l'étoile, joue un rôle principal dans la détermination de la luminosité d'une étoile en rotation, et cet effet peut être très marqué si l'on ne considère plus une rotation solide, mais une rotation différentielle dont la vitesse angulaire croît quand le rayon diminue.

Nous allons voir quels sont les effets de la rotation sur la structure et l'évolution d'une étoile, auxquels on peut s'attendre.

3.1.2 L'effet von Zeipel

Une étoile en rotation est déformée par rapport à une forme sphérique : elle est aplatie aux pôles et allongée à l'équateur. Von Zeipel (1924) montra que la gravité effective g_{eff} ressentie par une particule à la surface de l'étoile définie comme la somme de la gravité et de la force centrifuge, varie en fonction de la colatitude θ . Il aboutit à la conclusion que la température effective d'une étoile est modifiée telle que :

$$T_{\text{eff}}(\theta) \sim g_{\text{eff}}^{1/4}(\theta) \quad \text{où } g_{\text{eff}} = g_{\text{grav}} + g_{\text{rot}} \quad (3.2)$$

où θ est la colatitude. Il s'ensuit donc que la luminosité et la température effective moyenne observées dépendent de l'angle i entre la ligne de visée et l'axe de rotation. Sweet & Roy (1953) calculèrent les effets au premier ordre de la rotation dans le cas d'une faible vitesse angulaire. Ils montrèrent ainsi que non seulement la température de l'étoile diminue sous l'effet de la rotation mais que en plus l'étoile est plus ou moins brillante qu'une étoile sans rotation, suivant que l'on regarde l'étoile respectivement par le pôle ou par l'équateur. Les modifications sont assez faibles : quelques centaines de degrés pour T_{eff} et quelques dixièmes de magnitude pour M_{bol} . Roxburgh & Strittmatter (1965) considérèrent un modèle un peu plus réaliste et calculèrent, pour des étoiles de type spectral B0 à F0, différentes courbes de $B - V$ et M_V en fonction de l'angle i pour différentes quantités ω^2 qui est le rapport de la force centrifuge sur la force gravitationnelle à l'équateur :

$$\omega^2 = \frac{v^2/R_e}{GM/R_e^2} \quad (3.3)$$

où v est la vitesse à l'équateur, R_e est le rayon équatorial d'une étoile de masse M .

Les figures 3.3 (Roxburgh & Strittmatter 1965) montrent l'aspect de ces courbes et on remarque que la variation en luminosité et température effective devient importante uniquement pour de très grandes vitesses de rotation. Or la plupart des vitesses observées (cf. Figure 3.1) ne dépasse par 1/3 de la vitesse de rotation keplerienne : $v_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{GM}{R_e}}$ qui est la vitesse d'une particule à l'équateur lorsqu'à la surface de l'étoile, la force centrifuge et la gravité sont égales. La rotation n'a donc a priori qu'un très faible effet sur les luminosités et températures observées ($\omega = 0,33$ sur les figure 3.3). Enfin, Maeder (1999) confirma que les corrections à appliquer sur la température et la luminosité d'une étoile massive ($M > 9 M_{\odot}$), liées à l'effet von Zeipel, sont inférieures

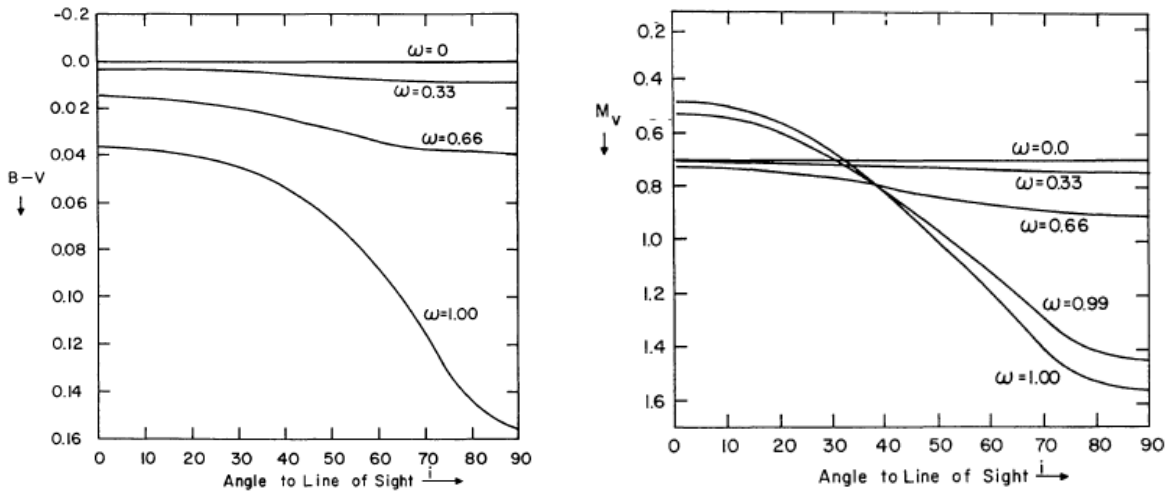


FIG. 3.3: Incidence de l'effet von Zeipel sur la température (à gauche) et sur la luminosité (à droite) d'une étoile en fonction de l'angle d'inclinaison, pour différentes valeurs de ω (voir texte) (Roxburgh & Strittmatter 1965).

à 1 % dans le cas de la rotation shellular (modèle de rotation différentielle, proposé par Zahn (1992), défini tel que la vitesse angulaire est constante sur les isobares à l'intérieure de l'étoile, mais valable uniquement pour les faibles rotations).

L'effet von Zeipel a donc un effet direct très faible sur les paramètres fondamentaux de l'étoile.

De plus des corrections hydrostatiques sont à appliquer aux équations de structure interne d'une étoile (Maeder & Meynet 2000). Dans une étoile en rotation, les écarts à la sphéricité provoqués par les forces centrifuges nécessitent des modifications dans les quatre équations de la structure d'une étoile (cf. chapitre 8). Mais à nouveau, ils montrent que les effets hydrostatiques sont très petits : quelques pourcents sur l'évolution interne.

3.1.3 La circulation méridienne

Un autre effet lié à la rotation est la **circulation méridienne**. La circulation méridienne est un flux de matière axisymétrique à grande échelle créé à partir de l'incapacité de satisfaire en même temps l'équilibre hydrostatique et l'équilibre thermique dans les zones radiatives d'une étoile. En effet, d'après le théorème de von Zeipel, les pôles sont plus chauds qu'à l'équateur entraînant donc un mouvement de matière montant vers les pôles et descendant vers l'équateur (figure 3.4). Cette circulation a une importance non négligeable sur le mélange produit à l'intérieur d'une étoile, tendant à homogénéiser les zones radiatives (les zones convectives étant elles-mêmes mélangées par le simple fait de la convection). Le modèle souvent utilisé est la circulation d'Eddington-Sweet (ES) (Sweet 1950), fournissant une échelle de temps pour la circulation méridienne, c'est-à-dire le temps que met une particule pour parcourir un rayon stellaire :

$$t_{\text{ES}} \simeq t_{\text{KH}} \frac{g}{\Omega^2 R} \quad (3.4)$$

où g est la gravité de surface et R est le rayon stellaire. Même pour des vitesses de rotation modestes, t_{ES} est bien plus court que le temps de vie d'une étoile sur la MS.

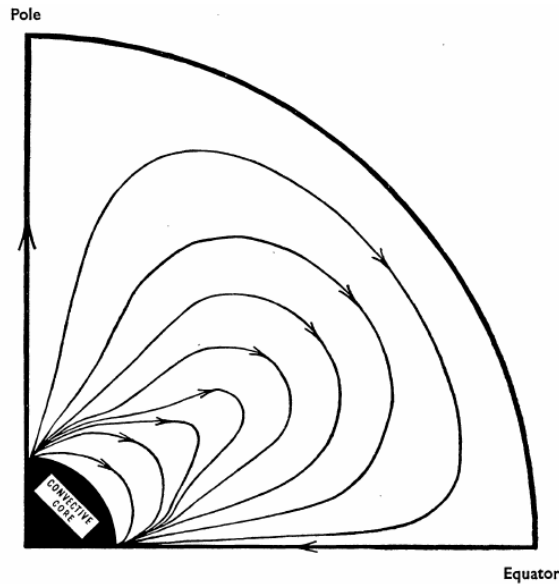


FIG. 1.—Circulation in a uniformly rotating star.

FIG. 3.4: Schéma de la circulation méridienne dans une étoile en rotation uniforme (Sweet 1950).

La plupart des étoiles massives, qui sont entièrement radiatives, devraient donc être mélangées sous l'effet de la rotation. On observe en effet un excès d'hélium et d'azote, qui sont les produits des chaînes PP et CNO créés au cœur de l'étoile, à la surface de plusieurs étoiles de type O et B et que l'on appelle les étoiles OBN. On observe aussi que les étoiles OBN sont plus fréquentes parmi les étoiles de masse supérieure à $40 M_{\odot}$ et en rotation rapide (Walborn 1988, Schönberner et al. 1988, Herrero et al. 1992), apportant ainsi une preuve supplémentaire à l'existence d'un mélange dans les étoiles massives. La circulation méridienne va donc avoir un effet sur la composition chimique de l'étoile.

3.1.4 Effet de la rotation sur l'évolution d'une étoile

a) Les attentes théoriques

Les calculs théoriques de l'effet de la rotation sur l'évolution d'une étoile ont été bien entamés par les scientifiques pour des *étoiles massives* dans lesquelles on s'attend à un effet important sur leur évolution MS. En effet, les observations montrent que la perte de masse par vent stellaire est un effet dominant dans l'évolution des étoiles massives. Vardya (1985) a montré une forte corrélation du flux de perte de masse avec la rotation : pour des vitesses élevées, le flux peut être 100 à 1000 fois plus fort que pour un rotateur lent. En particulier, dans les étoiles Be qui sont des rotateurs rapides (tournant à des vitesses très proches de leur vitesse de rotation keplerienne (Townsend et al. 2004)), Nieuwenhuijzen & de Jager (1988) montrèrent que le flux équatorial de perte de masse est plus grand d'un facteur 100 que dans les étoiles OB normales. Cette perte de masse emporte avec elle du moment cinétique de l'étoile, ce qui aura donc tendance à la ralentir.

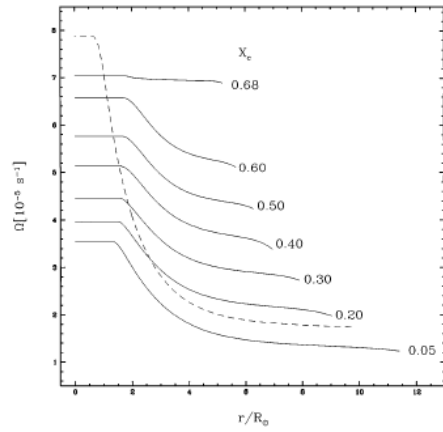


FIG. 3.5: Evolution du profil de rotation $\Omega(r)$ d'une étoile de $20M_{\odot}$ au cours de la séquence principale, dans le cas d'une rotation différentielle. X_C est la fraction de masse d'hydrogène au centre de l'étoile. La ligne en tirets montre le profil de rotation quand le cœur d'hélium se contracte à la fin de la phase de combustion d'hydrogène (Maeder & Meynet 2000).

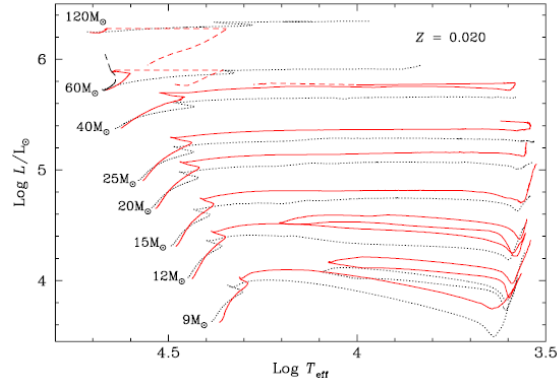


FIG. 3.6: Effet de la rotation sur les trajets MS d'étoiles massives. En pointillés : trajets évolutifs d'étoiles sans rotation. En trait plein : trajets évolutifs d'étoiles avec rotation de vitesse initiale 300 km.s^{-1} . La masse des étoiles est indiquée à côté de chaque tracé (Meynet & Maeder 2000).

Maeder (1999) a développé une théorie des vents radiatifs tenant compte du théorème de von Zeipel et l'a appliquée aux étoiles massives en rotation. Ils montrèrent que le vent est émis de façon anisotrope et qu'il y a deux sources responsables de cette anisotropie. La première est l'effet g_{eff} qui favorise l'éjection de matière par les pôles, car les pôles d'une étoile sont plus chauds. La deuxième source est l'effet κ qui favorise l'éjection de matière par l'équateur quand la loi d'opacité est croissante pour une température décroissante. On s'attend donc à observer des vents structurés différemment suivant les étoiles ainsi que des vents anisotropes comme on peut trouver dans les étoiles B[e] (Zickgraf 1999). L'existence d'un vent anisotrope va donc avoir une conséquence directe sur l'évolution stellaire. Une étoile dont le vent sera principalement polaire va perdre moins de moment cinétique qu'une étoile dont le vent sera principalement émis depuis l'équateur, car, dans les étoiles massives en rotation différentielle, la vitesse angulaire aux pôles est inférieure à celle de l'équateur. Dans les étoiles O dont l'opacité résulte principalement de la diffusion des électrons qui est indépendante de la température, l'effet g_{eff} sera dominant et le vent sera principalement polaire. Alors que dans les étoiles B, où la température croît avec l'opacité dans les couches externes, l'effet κ devrait favoriser un vent équatorial. Une étoile B devrait donc ralentir plus vite qu'une étoile O (Maeder & Meynet 2000).

Cependant l'étoile éjecte de la masse depuis sa surface. C'est donc la surface qui est dans un premier temps ralentie. Le moment cinétique est ensuite redistribué à l'intérieur de l'étoile par différents mécanismes de transport, que je détaillerai au paragraphe 3.1.5. En tenant compte de ces mécanismes de transport Maeder & Meynet (2000) ont montré que plus la masse initiale est grande, plus l'étoile perd du moment cinétique, car plus l'étoile est massive, plus le taux de perte de masse est grand (figure 3.5).

La circulation méridienne induite par la rotation mélange dans toute l'étoile le combustible et les produits formés par les réactions nucléaires au cœur. Par conséquent de l'hydrogène est apporté dans le cœur et de l'hélium est transporté depuis le cœur vers

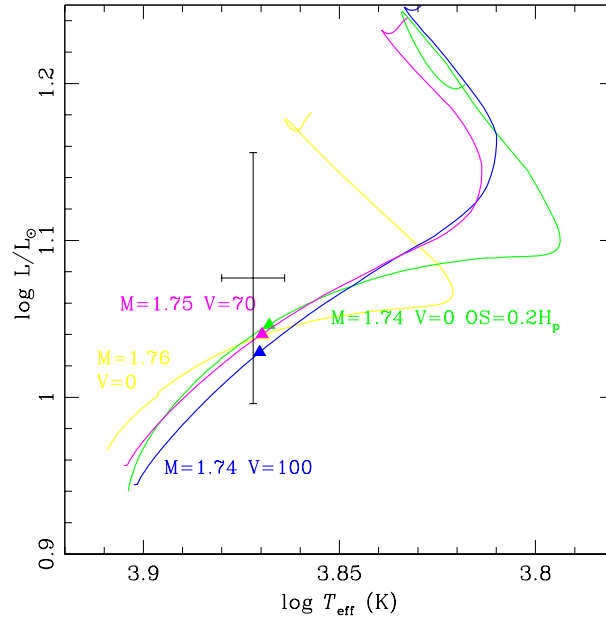


FIG. 3.7: Effet de la rotation sur les trajets MS d'étoiles de masse $1.7 M_{\odot}$. Les trajets jaune, rose et bleu ont été calculés sans overshooting mais avec des vitesses de rotation respectives de 0 km.s^{-1} , 70 km.s^{-1} et 100 km.s^{-1} , tandis que le trajet vert a été calculé avec de l'overshooting et sans rotation (Goupil & Talon 2002).

la surface de l'étoile. L'étoile en rotation a donc plus de combustible à brûler qu'une étoile sans rotation. L'âge d'une étoile en rotation est donc modifié et Meynet & Maeder (2000) calculèrent une augmentation entre 20 % et 30 % de l'âge pour une vitesse de rotation initiale de 200 km.s^{-1} . Cependant, la détermination de l'âge des étoiles d'un amas est basée sur l'enveloppe bleue de la séquence observée sur le diagramme HR. Parmi ces étoiles il y a aussi bien des rotateurs lents que des rotateurs rapides. Pour des masses identiques, les rotateurs lents vont se trouver du côté bleu par rapport aux rotateurs rapides. La détermination de l'âge se fait donc sur des rotateurs lents. La rotation aura alors un effet faible sur la détermination actuelle des âges.

Meynet & Maeder (2000) ont calculé les tracés évolutifs dans le diagramme HR d'une étoile en rotation pour des masses supérieures à $9 M_{\odot}$. La figure 3.6 montre les tracés évolutifs d'une étoile tournant à 300 km.s^{-1} en trait plein comparés aux tracés évolutifs sans rotation en pointillés. On remarque qu'au début de la MS, les distortions atmosphériques produisent un décalage vers le rouge des tracés, tout en gardant une luminosité presque constante. Pendant l'évolution MS, la luminosité des étoiles en rotation croît plus vite et le trajet MS se termine plus loin de la ZAMS que le trajet d'une étoile sans rotation. Une étoile en rotation parcourt un chemin plus long dans le diagramme HR qu'une étoile sans rotation. Ces résultats affectent fortement la relation masse-luminosité : pour une luminosité donnée, la masse d'une étoile sans rotation est plus petite que la masse d'une étoile en rotation. La détermination de la masse des étoiles à partir de la luminosité observée et des trajets évolutifs est donc faussée.

Récemment, Goupil & Talon (2002) ont calculé l'effet de la rotation sur l'évolution d'une étoile MS de *masse intermédiaire*. La figure 3.7 montre l'évolution de l'étoile sur la

séquence principale sans rotation (en jaune) et avec des vitesses de rotation de 70 km.s^{-1} (rose) et 100 km.s^{-1} (bleu). On remarque un effet similaire aux étoiles massives : le début de la séquence principale est déplacé vers de plus faibles températures, mais aussi vers des luminosités plus petites. Au cours de l'évolution, la luminosité augmente plus vite que dans une étoile sans rotation et le trajet parcouru dans le diagramme HR par l'étoile est plus long avec rotation. Les effets ne sont donc pas négligeables pour les étoiles de masse intermédiaire.

D'autre part, la perte de masse est un phénomène que l'on rencontre souvent dans l'évolution des étoiles, et pas seulement dans les étoiles massives. En particulier, nous avons vu que les étoiles PMS ont une forte activité qui est supposée liée en partie à la présence de forts vents stellaires. On peut donc s'attendre à ce que la rotation soit freinée pendant cette phase et qu'elle entraîne des modifications du même type que celles décrites pour les étoiles massives. Les travaux théoriques sur ces étoiles commencent à être développés à Meudon et devraient donner bientôt des résultats.

On s'attend donc à ce que la rotation d'une étoile évolue au cours du temps par la perte de masse de l'étoile et qu'à son tour, la rotation affecte la structure, la composition chimique et l'évolution d'une étoile.

b) Les faits observationnels

La figure 3.1 fut une des premières preuves observationnelles que la rotation joue un rôle dans la structure des étoiles. En ce qui concerne les étoiles de masse intermédiaire et de faible masse ($M < 15 M_{\odot}$), des observations plus récentes que l'étude Kraft (1970) (figure 3.1 p.24) confirment les premières mesures de vitesse de rotation montrant que les étoiles de faible masse tournent plus lentement que les étoiles plus massives. La figure 3.8 obtenue par Stauffer (1991) rassemble les mesures faites dans des amas de différents âges : l'amas de Persée âgé de 50 Man, les Pléiades âgé de 70 Man et l'amas des Haydes âgé de 600 Man. Le graphique traçant les $v \sin i$ en fonction de T_{eff} dans l'amas des Hyades montre une très nette chute des vitesses pour des températures inférieures à $\sim 6000 \text{ K}$. La comparaison des trois graphiques met en évidence une corrélation entre l'âge des étoiles de température inférieure à 6000 K et leur vitesse : plus l'étoile est âgée, moins elle tourne vite, alors que la distribution des étoiles de type spectrale A et F ne montre pas de dépendance avec le temps. On se demande alors quels sont les phénomènes physiques entraînant cette coupure aux faibles masses et à quand elle remonte.

Remontons dans le temps et regardons la distribution des vitesses de rotation des étoiles PMS. Comme je l'ai précédemment expliqué, on distingue deux types d'étoiles PMS : les étoiles T Tauri ($M < 1.5 M_{\odot}$) et les étoiles de Herbig ($1.5 < M < 15 M_{\odot}$). La figure 3.8 montre aussi une dépendance des vitesses de rotation avec la masse, bien qu'un peu moins marquée que pour les étoiles de la séquence principale. Le fort ralentissement des étoiles de faible masse a donc peut-être lieu pendant la phase PMS.

En effet, une étude récente de Wolff et al. (2004) sur l'évolution du moment cinétique des étoiles de 0.1 à $10 M_{\odot}$ entre la birthline et la MS basée sur l'observation de 145 étoiles de l'amas d'Orion apportèrent quelques contraintes observationnelles sur l'évolution du moment cinétique pendant la phase PMS. Rappelons que les étoiles PMS de masse inférieure à $2 M_{\odot}$ vivent une phase totalement convective, suivie d'une phase convective et radiative, puis terminent la phase PMS avec un intérieur totalement ra-

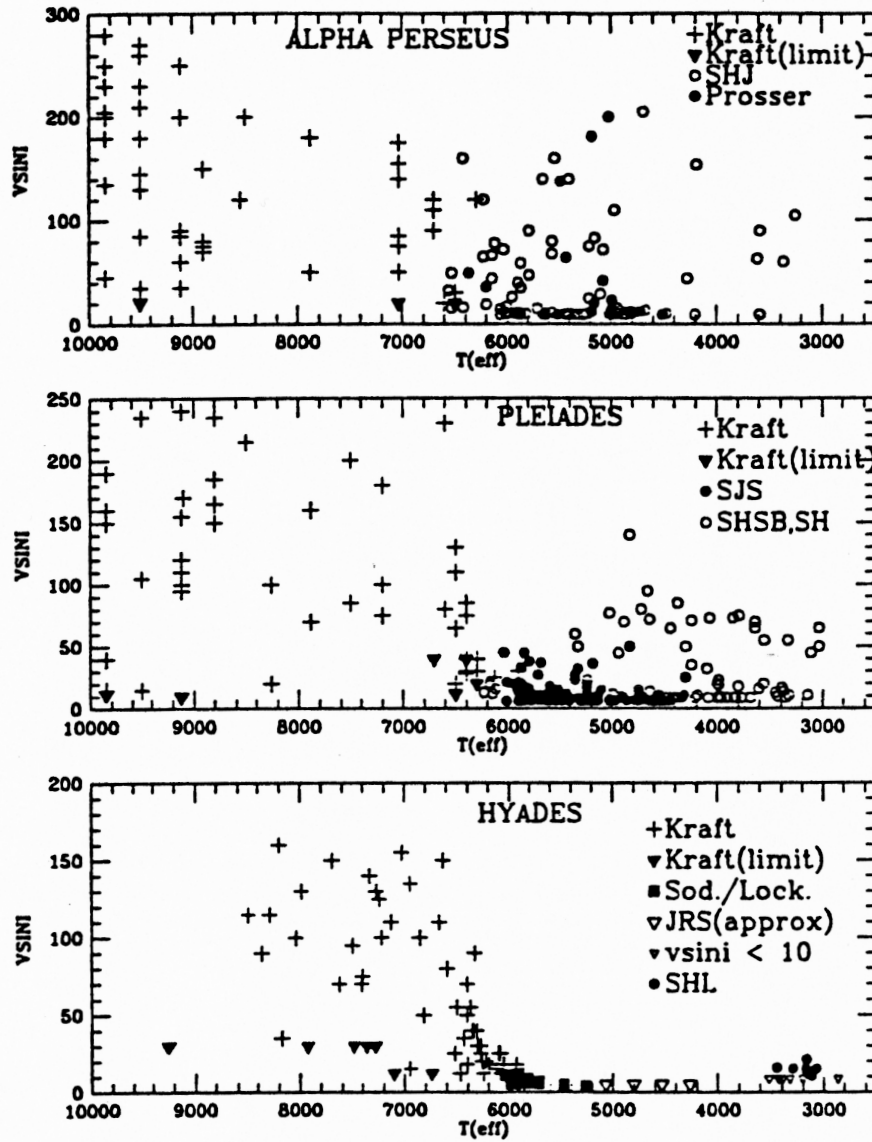


FIG. 3.8: Vitesses de rotation en fonction de la température des étoiles des amas ouverts de α Persée âgé de 50 Ma, des Pléiades âgé de 70 Ma et des Hyades âgé de 600 Ma (Stauffer 1991).

diatif. Kraft (1970) a montré que pour des étoiles de la séquence principale de masse supérieure à $2 M_{\odot}$, le moment cinétique spécifique j suit une loi telle que $j \propto M^{0.57}$ que l'on appelle loi de Kraft, alors que le moment cinétique spécifique des étoiles de masse inférieure à $2 M_{\odot}$ chute brutalement (cf. figure 3.1.1). Wolff et al. (2004) s'est alors demandé si cette coupure à $\sim 2 M_{\odot}$ existait parmi les étoiles jeunes. Parmi les étoiles PMS qu'il a observées dans l'amas d'Orion, il distingua deux groupes d'étoiles : le premier groupe contient les étoiles qui sont encore dans la phase convective sur la ligne d'Hayashi, et le deuxième groupe rassemble les étoiles qui possèdent au moins un cœur radiatif. Il remarqua que toutes les étoiles du premier groupe suivent la loi de Kraft et qu'il n'existe pas de coupure à $M \sim 2 M_{\odot}$ comme parmi les étoiles de la séquence principale (figure 3.9). Par contre on retrouve cette coupure à faible masse parmi les étoiles du deuxième groupe (figure 3.1.4). Les étoiles de masse supérieure à

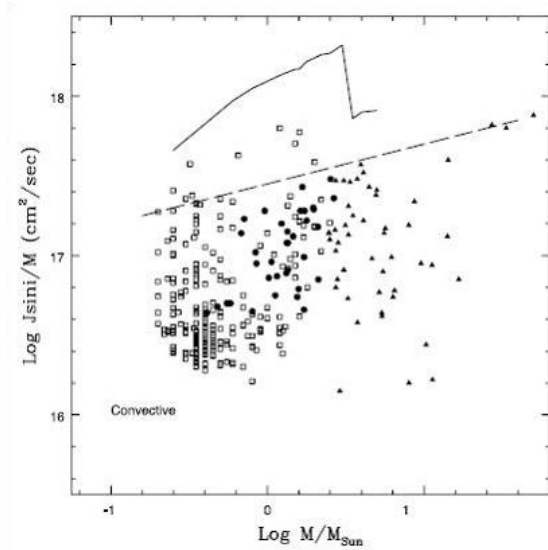


FIG. 3.9: Moment cinétique spécifique en fonction de la masse des étoiles PMS du nuage d'Orion dans la phase convective. Les triangles représentent les étoiles de température supérieure à 10000 K qui sont déjà sur la séquence principale (Wolff et al. 2004)

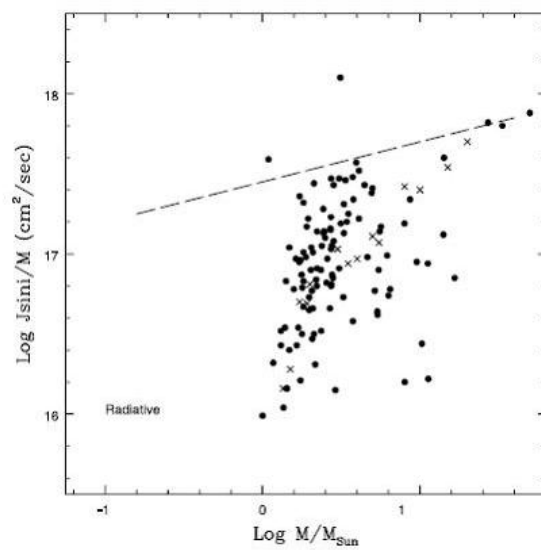


FIG. 3.10: Moment cinétique spécifique en fonction de la masse des étoiles PMS du nuage d'Orion dans la phase radiative (Wolff et al. 2004)

$2 M_{\odot}$ du deuxième groupe montrent une relation entre j et M identique à celle du premier groupe. Par contre $j(M)$ diminue fortement vers les faibles masses. Il en déduit qu'un mécanisme de freinage a lieu pendant la phase convective des étoiles PMS et que plus cette phase est longue, plus la rotation est ralentie. Une fois que ces étoiles ont atteint la phase radiative, elles devraient évoluer à moment cinétique constant vers la séquence principale. Nous verrons dans le paragraphe 3.3 d'autres preuves du freinage des étoiles pendant la phase PMS.

Enfin, rappelons que parmi les étoiles A et B qui tournent dans l'ensemble plus vite que les étoiles de type spectral plus tardif, il existe un sous-groupe d'étoiles, les étoiles chimiquement particulières qui tournent beaucoup moins vite que les étoiles A et B normales (figures 2.1).

La rotation est donc bien présente à tous les stades d'évolution d'une étoile. Les premiers travaux théoriques montrent que ses effets ne sont pas anodins sur la structure interne, atmosphérique et sur l'évolution d'une étoile. Les observations, de leur côté, nous montrent d'une part une dépendance de la rotation avec la masse et d'autre part une grande perte de moment cinétique à tous les stades d'évolution. Pourtant, la perte de moment cinétique que l'on prédit et que l'on observe se déroule à la surface de l'étoile. La question que l'on se pose alors est comment le moment cinétique est-il redistribué à l'intérieur de l'étoile. Il est fondamental de comprendre les processus de transport de moment cinétique interne pour comprendre l'évolution d'une étoile.

3.1.5 Redistribution du moment cinétique à l'intérieur des étoiles

Jusqu'à présent je n'ai parlé que des vitesses de rotation à la surface des étoiles car elles sont facilement déterminées par spectroscopie. Cependant, si la rotation de l'étoile n'est pas solide, les vitesses angulaires à la surface et à l'intérieur de l'étoile sont différentes. Les observations de la photosphère des étoiles ne peuvent pas nous renseigner sur leur profil de rotation interne (ie la variation de la vitesse angulaire en fonction de la distance depuis le centre de l'étoile : $\Omega(r)$). Seule la sismologie nous permet de sonder l'intérieur des étoiles et de nous dévoiler leur structure et leur vitesse de rotation interne, en mesurant de manière très précise les fréquences d'oscillations des étoiles et en déterminant les *splitting* rotationnels. Ces mesures sont très difficiles à obtenir et, excepté pour le Soleil, nous n'avons pas encore pu déterminer les profils de rotation interne d'autres étoiles. Par contre, de nombreuses études théoriques et de nombreux modèles ont été développés au cours de ces dernières années. Toute la difficulté réside dans la détermination du processus de transport du moment cinétique à l'intérieur des zones radiatives d'une étoile qui, par définition, ne possèdent pas de convection. Au cours de ces dernières années, différents processus de transport ont été proposés.

J'ai précédemment mentionné le mélange rotationnel, provoqué par la rotation de l'étoile, dans lequel on inclut deux phénomènes : **la turbulence** à grande échelle engendrée par la rotation différentielle à l'intérieur de l'étoile, et la **circulation méridienne**. Ces processus permettent aussi de transporter les éléments chimiques et ils ont été les premiers à être incorporés dans les modèles pour expliquer la déficience de lithium dans l'atmosphère du Soleil (Zahn 1974; 1992). Zahn (1992) permet ainsi de montrer que lorsqu'une étoile en rotation perd du moment cinétique à sa surface par des vents, la circulation méridienne est renforcée afin de transporter le moment cinétique vers la surface de l'étoile. Ces processus ont été implantés dans des modèles d'évolution stellaire permettant de prédire l'évolution du profil de rotation au cours de l'évolution MS (Talon et al. 1997, Meynet & Maeder 2000). La figure 3.5 montre qu'une étoile en rotation quasi-solide au début de la MS évolue vers une rotation différentielle rapidement. Ce résultat est en parfaite contradiction avec ce qui est observé dans le Soleil. Les études sismologiques du Soleil révèlent une rotation solide dans la zone radiative située en-dessous de l'enveloppe convective (Thompson et al. 1996, Couvidat et al. 2003). Il existe donc un autre processus de transport de moment cinétique interne qui agit dans les zones radiatives.

Deux phénomènes ont été invoqués pour expliquer le profil de rotation solaire : **le champ magnétique** et **les ondes de gravité internes**. Une dynamo, efficace dans les zones radiatives, a été proposée par Spruit (2002) à condition qu'il existe une rotation différentielle. Je ne rentrerai pas dans les détails du mécanisme de la dynamo de Tayler-Spruit et je renvoie le lecteur aux ouvrages de Spruit, Tayler et Meader & Meynet (Tayler 1973, Spruit 2002, Maeder & Meynet 2003), pour de plus amples explications. Maeder & Meynet (2003) ont étudié les effets de la dynamo de Tayler-Spruit sur l'évolution des étoiles massives et ils ont montré que ce processus entraîne une rotation solide dans ces étoiles. Eggenberger et al. (2005) ont ensuite étudié l'évolution des étoiles de faible masse en tenant compte de la dynamo Spruit et du freinage magnétique ayant lieu à la surface de l'étoile, afin de reproduire le profil de rotation d'une étoile de $1 M_{\odot}$ de même rayon, même luminosité et même âge que

pour le Soleil. Il montre ainsi que la dynamo Tayler-Spruit peut expliquer le profil de rotation plat du Soleil entre 0.7 et 0.2 R_{\odot} .

Zahn et al. (1997) et Kumar & Quataert (1997) proposèrent un autre mécanisme permettant d'aplatir le profil de rotation du Soleil. Ils montrèrent que s'il existe une rotation différentielle dans la zone convective de l'étoile, du moment cinétique peut être extrait de l'intérieur solaire. Des ondes de gravité internes produites à la base de la zone de convection et se propageant vers le centre d'une étoile de type solaire, emporte du moment cinétique négatif et le redistribue lors de son amortissement dans le centre de l'étoile de manière suffisamment efficace pour aplatir le profil de rotation de l'étoile. Ce mécanisme a ensuite été amélioré et implanté dans des modèles d'évolution stellaire en tenant compte des différents processus que rencontre une étoile de type solaire lors de son évolution (ex. mélange rotationnel, freinage magnétique), afin de reproduire les observations sismologiques, spectroscopiques et photosphériques actuelles du Soleil (Kumar et al. 1999, Talon et al. 2002, Talon & Charbonnel 2005).

Ces deux hypothèses, le champ magnétique et les ondes de gravité internes, fonctionnent bien avec le soleil mais ne peuvent pas être encore testées sur d'autres étoiles de faible masse ou de masse élevée. Nous avons besoin de mesures très précises des fréquences d'oscillation d'une étoile et les futures missions spatiales, comme Corot qui devrait être lancé fin 2006, dédiées à l'astérosismologie nous apprendront énormément sur les intérieurs stellaires et nous permettront de valider ou d'invalidier et d'améliorer les modèles actuels.

3.2 Rôle du champ magnétique lors de l'évolution d'une étoile

De même que la rotation, le champ magnétique n'est pas du tout inclus dans les modèles d'évolution stellaire, car en plus de la perte de la symétrie sphérique, il faut modéliser une étoile en utilisant les lois de la magnétohydrodynamique, c'est-à-dire, réécrire totalement les équations de structure et de transfert de rayonnement d'une étoile. Ceci pourrait être envisageable si la configuration du champ magnétique à l'intérieur d'une étoile était connue, ce qui est loin d'être le cas, comme nous le verrons dans la suite de ce document.

D'Antona et al. (2000) ont introduit dans leur code d'évolution stellaire les effets thermiques à l'ordre 0 induits par la présence d'un champ magnétique généré par effet dynamo dans l'enveloppe convective des étoiles de faible masse. Ils montrent que ce nouveau phénomène affecte les trajets évolutifs d'une étoile PMS dans le diagramme HR. Avec un champ magnétique, les trajets sont déplacés vers de plus petites luminosités.

De leur côté Maeder et Meynet ont inclus dans leurs modèles d'évolution d'étoiles massives la génération d'un champ magnétique par l'instabilité de Tayler (Maeder & Meynet 2003; 2004; 2005). Nous avons vu au paragraphe précédent que ce mécanisme permet le transport de moment cinétique dans les zones radiatives de l'étoile.

Ces travaux ne sont que le début de l'investigation théorique des effets du champ magnétique sur la structure et l'évolution d'une étoile. Pour en savoir davantage sur l'impact du champ magnétique sur les étoiles, nous devons nous en remettre aux observations des étoiles dans lesquelles nous avons de nombreuses mises en évidence directes et indirectes.



FIG. 3.11: Objets Herbig Haro HH1 et HH2. Les deux nébulosités visibles sur cette photo se sont formées à la fin de deux jets de direction opposée créés par une étoile jeune. Chacun des jets interagit avec le milieu interstellaire formant les deux taches brillantes. L'étoile encore enfouie dans une enveloppe opaque est invisible sur cette photo. Photo prise par le télescope spatial Hubble (NASA (<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap970619.html>))

3.2.1 Mise en évidence indirecte du champ magnétique dans des objets jeunes

Suite à l'effondrement d'un nuage moléculaire, un objet protostellaire constitué d'un cœur hydrostatique, d'une enveloppe opaque et d'un disque d'accrétion, continue à accréter de la matière. Pendant cette phase, les observations montrent une forte activité de ces objets protostellaires, se manifestant sous forme de jets bipolaires (qui sont ce qu'on appelle les objets Herbig-Haro, figure 3.11) et de vents extrêmement forts. Les jets observés sont fortement collimatés autour de l'axe de rotation de l'étoile et la matière éjectée atteint des vitesses supersoniques (Ferreira 2002). Les théories qui se sont développées ces dernières années pour expliquer ces phénomènes font de plus en plus appel au couplage d'un champ magnétique entre l'étoile et son environnement (Bouvier 1994, Ferreira 2002, Ménard & Duchêne 2004). Pour expliquer la propriété unidirectionnelle des jets, on fait appel aux processus d'accélération. Le seul modèle capable d'accélérer un plasma tout en restant confiné est l'action d'un champ magnétique à grande échelle emporté par le jet (Blandford & Payne 1982, Ferreira et al. 2000). Ces phénomènes de forte activité s'atténuent au fur et à mesure que l'étoile se débarrasse de son enveloppe opaque et lorsqu'elle entame sa phase PMS, d'autres phénomènes liés à un champ magnétique sont alors observés.

Une des propriétés communes à de nombreux objets jeunes pendant la phase PMS est l'émission X. Nous avons déjà mentionné dans les précédents chapitres qu'une grande partie des étoiles PMS sont émetteurs X. Les détections d'émission X dans les étoiles T Tauri représentent environ 75 % de l'ensemble des étoiles T Tauri (Ferreira 2002). Parmi ces étoiles, on observe plus précisément des éruptions à courte échelle de temps caractérisées par une augmentation de l'intensité X, soudainement, pendant quelques heures. D'autre part, on observe un rayonnement X produit par le Soleil. Ce rayonnement est supposé provenir d'un plasma de température $\sim 10^7$ K, confiné dans un champ magnétique dont la structure moyenne est proche d'un dipôle. Ces émissions X se manifestent sous la forme d'éruptions (hot spot). Par analogie avec le Soleil, on suppose donc que les émissions X observées dans les étoiles PMS ont une origine magnétique (Strom & Strom 1994).

Parmi les étoiles T Tauri on distingue les étoiles T Tauri classiques (CTT pour Classical T Tauri), c'est-à-dire les étoiles PMS de faible masse qui sont encore en train d'accréter de la matière provenant d'un disque. De nombreux modèles d'accrétion magnétosphérique ont été développés (Lynden-Bell & Pringle 1974, Koenigl 1991, Collier Cameron & Campbell 1993, Shu et al. 1994), qui modélisent de la matière provenant du disque d'accrétion, conduite le long des lignes de champ magnétique vers l'étoile et dont le parcours se termine par un choc avec la photosphère de l'étoile. Ces chocs chauffent la région pré-choc ainsi que la photosphère qui se trouve juste en dessous du choc, qui émettent ensuite un rayonnement UV et produisent des raies en émission dans le spectre UV et optique des étoiles (Calvet & Gullbring 1998). La comparaison des modèles aux observations UV et optique permettent de déterminer le taux de masse accrété qui est de l'ordre de $10^{-8} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$ (Gullbring et al. 2000, Calvet et al. 2004).

D'autre part l'excès UV de la distribution spectrale d'énergie des étoile PMS est aussi attribué à une couronne de gaz très chaud, bien plus chaud que la surface de l'étoile. Dans le cas des étoiles de faible masse, la convection ayant lieu en-dessous de la surface de l'étoile pourrait expliquer le réchauffement d'une enveloppe autour de l'étoile. Par contre, dans les étoiles de Herbig qui sont totalement radiatives, ce n'est pas la solution. De plus, la découverte des raies de résonance N V et O VI dans le spectre de AB Aur (Bouret et al. 1997, Roberge et al. 2001) nécessite la présence de régions très chaudes ($\sim 10^5$ K) pour produire des émissions de telles espèces superionisées. D'autre part dans le cas du Soleil, la raison du réchauffement de la couronne solaire est attribuée au champ magnétique, bien que les détails du mécanisme ne soient pas encore compris. Par analogie avec le Soleil, la présence de régions très chaudes autour des étoiles PMS est supposée due à un champ magnétique.

On observe dans plusieurs étoiles T Tauri une émission radio dont l'intensité peut être de 3 à 6 ordres de grandeur supérieure au rayonnement observé dans les éruptions solaires (Garay et al. 1987, Chiang et al. 1996, Reipurth et al. 2004). Toutes les sources radio montrent des variabilités d'intensité de grande amplitude sur des échelles de temps longues, et quelques éruptions durant environ une heure ont été observées dans certaines étoiles T Tauri proches du Soleil (p. ex. Feigelson & Montmerle 1985). L'absence de disque dans ces objets, nous fait supposer que le mécanisme d'émission des ondes radio est non-thermique. Ceci fut confirmé par l'observation de polarisation circulaire dans les sources possédant le rayonnement radio le plus intense (White et al. 1992). Cette émission radio ressemble à celle observée dans les étoiles binaires tardives et magnétiquement actives que l'on appelle RS CVn. Le mécanisme d'émission radio est donc très certainement un rayonnement synchrotron produit par des électrons presque relativistes d'énergie proche du MeV, et spiralant dans des champs magnétiques d'intensité de surface de l'ordre de 10^4 G.

De nombreuses autres mises en évidence indirectes de la présence de champ magnétique dans les étoiles PMS sont observées. Des modulations rotationnelles des raies de résonance MgII dans le spectre de AB Aur, qui sont formées dans le vent ont été signalées par Praderie et al. (1986). Plus tard, d'autres raies formées dans les régions chaudes à la base du vent, ainsi que des raies photosphériques ont aussi montré des modulations rotationnelles dans le cas de AB Aur (Catala et al. 1999). Des comportements similaires ont été observés dans le spectre de deux autres étoiles de Herbig Ae/Be : HD 163296 (Catala et al. 1989, Beskrovnya et al. 1998) et HD 250550 (Catala et al. 1991). Ces résultats ont été interprétés par un modèle de vent structuré par un champ

magnétique, résultant en des vents lents et rapides apparaissant alternativement dans notre ligne de visée.

La photométrie et l'imagerie Doppler des étoiles T Tauri montrent des modulations rotationnelles de taches stellaires (starspot), qui couvrent entre 5 et 50 % de la surface de l'étoile (Bouvier et al. 1995), qui sont supposées magnétiques comme les taches solaires. On observe aussi des effets puissants de l'interaction étoile-disque : des raies d'émission, un veiling et des variations photométriques de grande amplitude (Smith et al. 1999). Il semblerait donc y avoir une activité magnétique dans ces étoiles d'une ampleur beaucoup plus grande que celle du Soleil.

3.2.2 Mise en évidence directe d'un champ magnétique dans des objets jeunes

Toutes ces indications indirectes de champs magnétiques motivent la recherche de preuves directes que ces étoiles possèdent un champ magnétique. Cependant, la mise en évidence directe de champs magnétiques dans ces étoiles est très difficile. En effet, la méthode traditionnelle pour découvrir le champ magnétique à la surface des étoiles est la détection du dédoublement Zeeman des raies d'absorption sensibles au champ magnétique.

Cependant, l'amélioration des instruments et des techniques de réduction des données nous ont enfin donné la preuve que certaines de ces étoiles possèdent un champ magnétique. Donati et al. (1997), en utilisant un spectropolarimètre de type Semel-Pol et en appliquant la méthode de "Déconvolution Moindres Carrés" (cf. Chapitre 7), mirent en évidence un signal de polarisation circulaire dans deux étoiles T Tauri : V410 Tau et HD 283572 et dans une étoile de Herbig Ae/Be HD 104237. Puis suivirent en 1999 des mesures directes de champs magnétiques par la mesure de l'élargissement de la raie du Ti I à $22.2 \mu\text{m}$ par effet Zeeman, dans BP Tau, correspondant au produit du champ magnétique (B) par le facteur de remplissage (f) d'environ 3.3 kG (Johns-Krull et al. 1999). Guenther et al. (1999) détectèrent un champ magnétique par l'augmentation des largeurs équivalentes des raies photosphériques dans deux étoiles. Ils mesurèrent, dans l'étoile T Tau N, un produit Bf d'environ 2.5 kG, tandis que l'intensité du champ magnétique de l'étoile LkCa 16 a été évalué à 2.4 kG, avec un facteur de remplissage d'environ 60 %.

Enfin, les observations des nuages moléculaires qui sont le site de la formation stellaire, montrent la présence d'un champ magnétique. Des mesures de la polarisation circulaire, produite par l'effet Zeeman, dans les raies atomiques ou moléculaires telles que la raie de 21 cm de l'atome d'hydrogène, sont utilisées pour déterminer la composante longitudinale du champ magnétique B_ℓ . L'intensité des champs mesurés est comprise entre quelques μG et quelques mG (Heiles 1997).

En se souvenant que les étoiles Ap/Bp de la séquence principale sont magnétiques, il existe donc de nombreuses preuves directes ou indirectes de la présence d'un champ magnétique à toutes les phases de l'évolution d'une étoile depuis le nuage moléculaire, jusqu'à la séquence principale.

TAB. 3.1: Valeurs caractéristiques du moment cinétique spécifique (J/M) d'objets astrophysiques observés (Bodenheimer 1995)

Objet	J/M ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)
Nuage moléculaire (~ 1 pc)	10^{23}
Cœur d'un nuage moléculaire (~ 0.1 pc)	10^{21}
Disque de 100 UA (masse de l'étoile centrale : $1 M_{\odot}$)	4.5×10^{20}
Etoile T Tauri	5×10^{17}
Système solaire actuel	10^{17}
Soleil	10^{15}

3.3 Couplage entre la rotation et le champ magnétique

3.3.1 Présentation du problème

Le problème "basique" du moment cinétique a été bien formulé par Spitzer (1978). Supposons un nuage interstellaire ayant la forme d'un filament de longueur 10 pc et de rayon 0.2 pc, tournant autour de son axe avec une vitesse angulaire proche de la valeur Galactique : $\Omega = 10^{-15} \text{ s}^{-1}$. En supposant une densité de 10 part/ cm^3 , sa masse vaut environ $1 M_{\odot}$. Faisons-le s'effondrer sur lui-même pour former une étoile de rayon 6.10^{10} cm . Les effets de la rotation n'empêcheront pas l'effondrement parallèle au grand axe, et le rayon doit passer de 0.2 pc à la valeur solaire. Il doit donc diminuer d'un facteur 10^7 . En supposant la conservation du moment cinétique, la vitesse angulaire doit augmenter de 14 ordres de grandeur. La vitesse de rotation de l'étoile à l'équateur atteint donc une valeur égale à 20 % de la vitesse de la lumière et le rapport entre la force centrifuge et la gravité à l'équateur vaut environ 10^4 . Bien que la configuration réelle du nuage interstellaire avant son effondrement est probablement différente, l'argument général n'est pas affecté. Le moment cinétique ne peut pas être conservé.

On s'est rendu compte en étudiant la rotation des objets à tous les stades d'évolution qu'en effet, le moment cinétique n'est pas conservé lors de la formation d'une étoile. Les mesures du moment cinétique spécifique des différents objets à divers stades d'évolution sont résumés dans le tableau 3.1 (Bodenheimer 1995). On remarque une très nette baisse du moment cinétique entre des objets se trouvant à des stades précoces de l'évolution comparés à des objets vieux comme le Soleil. Le moment cinétique n'est donc pas conservé et les étoiles ralentissent au cours de leur formation. Ce comportement suggère un couplage magnétique entre un cœur dense et son environnement, puis entre la protoétoile et son environnement circumstellaire, ainsi qu'entre l'étoile PMS et son disque.

3.3.2 Le freinage magnétique pendant la phase pré-effondrement

Dans les nuages moléculaires, bien que la température soit faible, le degré d'ionisation est suffisant pour coupler le champ magnétique au gaz. On peut décrire très brièvement le principe du freinage magnétique (magnetic braking) d'un objet comme suit. Considérons un nuage moléculaire homogène en rotation. Une partie de ce nuage se condense pour former un cœur dense qui tourne plus vite que son environnement. Les lignes de champ gelées dans le cœur dense et dans le milieu extérieur sont torsadées à cause de la différence de rotation entre le cœur et son environnement. Les torsades

émettent des ondes d'Alfvén le long des lignes de champ qui emportent avec elles du moment cinétique vers le milieu environnant du nuage dense. Je n'irai pas plus loin dans la description de ce mécanisme de freinage magnétique, et pour plus de détails je renvoie le lecteur aux explications de Bodenheimer (1995). Des calculs théoriques de plus en plus performants sur l'évolution d'un nuage moléculaire sous l'action du champ magnétique et de la diffusion ambipolaire (Tomisaka et al. 1990, Basu & Mouschovias 1994), permettent l'évaluation d'une perte de moment cinétique de deux ordres de grandeur pendant cette phase pré-effondrement et aboutissent à un nuage dense en rotation uniforme juste avant l'effondrement protostellaire.

3.3.3 Couplage entre le champ magnétique et le vent stellaire pendant la phase protostellaire

La deuxième phase de la formation de l'étoile débute par l'effondrement gravitationnel. Pendant l'effondrement le temps de chute libre est trop court devant le temps critique nécessaire aux ondes d'Alfvén pour emporter une quantité significative de moment cinétique. L'effondrement se fait donc à moment cinétique constant et la vitesse angulaire de l'étoile augmente pendant cette phase (Basu & Mouschovias 1994, Galli & Shu 1993a;b). Le champ magnétique n'a donc quasiment aucun effet pendant l'effondrement. Par contre, suite à l'effondrement, l'objet protostellaire nouvellement formé vit une très grande activité. Les jets bipolaires et les vents intenses emportent avec eux du moment cinétique de la surface de l'étoile. Sans présence de champ magnétique, le vent serait découplé de l'étoile immédiatement après que la matière ait quitté la surface de l'étoile et le moment cinétique emporté serait celui à la surface de l'étoile. Or en présence d'un champ magnétique, le vent suit les lignes de champ jusqu'au rayon de corotation, rayon à partir duquel l'énergie cinétique et l'énergie magnétique sont égales. La matière reste donc couplée à l'étoile pendant tout ce trajet et ne se détache de l'étoile qu'au rayon de corotation. Le moment cinétique emporté est celui du rayon de corotation qui se trouve, suivant les cas, à plusieurs rayons stellaires de la surface de l'étoile. Le moment cinétique étant proportionnel à Ωr^2 où Ω est la vitesse angulaire et r est le rayon, il est nettement plus grand au rayon de corotation qu'à la surface de l'étoile. En présence de champ magnétique, le freinage de l'étoile par vent stellaire est donc beaucoup plus efficace (Schatzman 1959).

3.3.4 Couplage entre le champ magnétique et son environnement pendant la phase PMS

De nombreuses études observationnelles ont été réalisées pour déterminer l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse pendant les phases PMS et MS. Nous avons remarqué une variation de la période de rotation en fonction de l'âge des étoiles. La figure 3.12, tirée de Bouvier et al. (1997) montre l'évolution des périodes de rotation observées d'étoiles de faible masse en fonction de leur âge. Dans les étoiles T Tauri qui se trouvent au début de la phase PMS on remarque une période plus ou moins constante, puis elle diminue fortement jusqu'à l'arrivée sur la ZAMS (ie dans l'amas α Per et les Pleiades). Enfin elle augmente sur la séquence principale (ie les Hyades et le Soleil). Différents processus ont été invoqués pour expliquer ces changements temporels de moment cinétique.

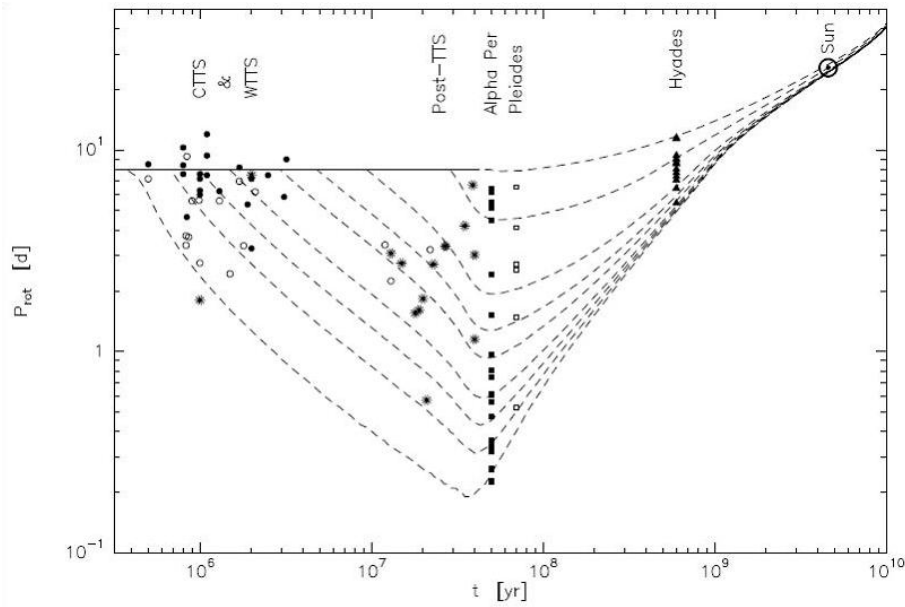


FIG. 3.12: Période de rotation d'objets de faible masse en fonction de leur âge

La théorie la plus courante pour expliquer les périodes observées dans les étoiles T Tauri est le "disc locking" (Koenigl 1991, Collier Cameron & Campbell 1993, Shu et al. 1994). Parmi les étoiles T Tauri, on remarque globalement deux populations : une dont les étoiles sont associées à un disque (les CTTS) et qui tournent plus lentement ($P \sim 8$ j) en moyenne que l'autre population d'étoiles qui ne semble pas posséder de disque (les WTT pour Weak T Tauri) (Vogel & Kuhl 1981, Bouvier et al. 1993, Edwards et al. 1993, Bouvier et al. 1995, Clarke & Bouvier 2000, Herbst et al. 2002, Rebull et al. 2004). Le freinage magnétique serait responsable de la présence de ces deux populations. En effet, dans la phase T Tauri, les étoiles sont encore entourées d'un disque d'accrétion. Elles sont en train de se contracter et peuvent ainsi évoluer à moment cinétique constant grâce au transport de moment cinétique par l'interaction magnétique entre l'étoile et son disque. L'accélération de l'étoile est donc bloquée jusqu'à ce que le disque se dissolve. Une fois que le disque disparaît, l'étoile peut accélérer puisqu'elle se contracte lors de son évolution vers la ZAMS. Pendant cette phase que l'on appelle la phase post-T Tauri, c'est la contraction stellaire qui domine l'évolution du moment cinétique de l'étoile. Les observations montrent en effet que les étoiles post-T Tauri tournent plus vite que les autres (Bouvier et al. 1997, Wichmann et al. 1998). Cependant les travaux récents de Stassun et ses collaborateurs (Stassun et al. 1999; 2001) remettent en cause l'hypothèse du disc-locking en n'observant pas de disque autour de plusieurs étoiles très jeunes, âgées d'environ 1 Ma, qui sont aussi bien des rotateurs lents que rapides.

Lorsque l'étoile atteint la ZAMS, sa contraction devient très faible. L'étoile peut à nouveau perdre du moment cinétique. D'après les observations (Allain et al. 1996; 1997, Barnes 2003, Irwin et al. 2006), l'étoile est freinée tout au long de la phase MS. On pense que les vents stellaires magnétisés sont responsables de ce freinage rotationnel, phénomène que l'on retrouve lors de la phase proto-stellaire (cf. Sec. 3.3.3). Un des premiers modèles de vents stellaires magnétisés est celui de Weber & Davis (1967).

Depuis, différents auteurs l'ont amélioré en incluant différents processus (ex. la génération du champ magnétique par dynamo) et en l'élargissant aux latitudes autres que l'équateur (Mestel & Spruit 1987, MacGregor & Brenner 1991, Soderblom et al. 1993, Solanki et al. 1997, Bouvier et al. 1997, Holzwarth 2005, Holzwarth & Jardine 2005).

En ce qui concerne les étoiles de masse intermédiaire, on ne sait pas vraiment comment évolue le moment cinétique pendant les phase PMS et MS, mais par contre on a remarqué la présence d'étoiles chimiquement particulières : les étoiles Ap/Bp (cf. chapitre 2) qui sont toutes des rotateurs lents et qui possèdent toutes un champ magnétique. De plus les seules étoiles de type A/B de la séquence principale qui possèdent un champ magnétique sont toutes des étoiles Ap/Bp. Stępień (2000) discute les différents mécanismes permettant de reproduire de telles étoiles et il en conclue que la seule hypothèse plausible est un freinage magnétique pendant la phase PMS, par l'intermédiaire de l'interaction du champ magnétique de l'étoile avec un disque d'accrétion, puis par des vents stellaires magnétisés. De plus il montra qu'à l'aide de ces deux mécanismes il est capable de reproduire les différentes périodes de rotation des étoiles MS de type spectral A et B.

En effet, l'étoile qui accrete de la masse provenant d'un disque en rotation keplerienne devrait tourner plus rapidement, alors que le vent stellaire devrait freiner l'étoile. Stępień (2000) calcula l'évolution de la rotation d'une étoile PMS qui possède un champ magnétique et un disque d'accrétion. Les trois phénomènes principaux agissant sur cette étoile sont :

- l'étoile doit accréter de la matière le long des lignes de champ,
- le champ magnétique doit interagir avec le disque pour produire un couple de forces s'exerçant sur l'étoile et ralentir l'étoile (freinage magnétique pour une étoile entourée d'un disque),
- le champ magnétique gelé dans le vent doit emporter du moment cinétique.

Quatre paramètres sont nécessaires pour décrire ces phénomènes :

- le taux d'accrétion,
- le taux de perte de masse,
- l'intensité du champ magnétique,
- le temps de vie du disque pendant la phase PMS.

Il suppose que le vent disparaît toujours après que le disque ait disparu. Le premier résultat intéressant est que les étoiles magnétiques perdent rapidement la mémoire de leur période de rotation initiale, pourvu que le disque soit présent suffisamment longtemps. En effet, des étoiles identiques avec la même configuration de champ magnétique et de disque, mais avec des périodes de rotation initiales différentes, atteindront la même période de rotation sur la ZAMS.

Dans un premier temps, si le champ magnétique n'est pas trop intense, la présence d'un disque force l'étoile à tourner plus rapidement dans les phases précoces de la phase PMS, à cause du processus d'accrétion. Au bout d'un moment, la période de l'étoile atteint une valeur d'équilibre qu'elle garde jusqu'à son arrivée sur la ZAMS. La vitesse de rotation de l'étoile est alors très grande. Ceci pourrait expliquer le phénomène Be. Cependant, ce n'est valable que si l'étoile est massive avec un temps de vie PMS court, si le champ magnétique est modéré et si le disque disparaît assez tôt pendant la phase PMS.

Par contre, pour produire des périodes longues, comme celles observées dans les étoiles Ap, il est nécessaire d'avoir un champ magnétique assez élevé pour que le freinage

magnétique domine quelle que soit la masse et quel que soit le temps de vie du disque.

Enfin, on observe des périodes extrêmement longues (~ 100 an) dans les étoiles Ap. Il n'existe qu'un seul modèle permettant d'atteindre de telles périodes : le disque doit disparaître bien avant l'arrivée sur la ZAMS et le vent doit persister une fois que le disque a disparu. Ce n'est possible que pour des masses faibles ($< 3 M_{\odot}$) qui ont un temps de vie PMS assez long, et uniquement pour des champs magnétiques intenses.

La présence d'un champ magnétique est donc nécessaire pour reproduire toutes les périodes observées des étoiles Ap/Bp.

Tout au long de ce chapitre, j'ai essayé de montrer l'importance du champ magnétique au cours de la formation et de l'évolution d'une étoile, ainsi que son interaction avec la rotation de l'étoile. Les étoiles de faible masse possèdent une enveloppe convective et la théorie de la dynamo permet d'expliquer la présence d'un champ magnétique dans ces étoiles. Par contre, les étoiles de masse intermédiaire possèdent des enveloppes radiatives depuis la phase PMS jusqu'à la phase MS, et d'autres processus doivent être à l'origine de ce champ magnétique aussi bien dans la phase PMS que MS.

CHAPITRE 4

L'origine du champ magnétique stellaire

Sommaire

4.1	La théorie de la dynamo du cœur	44
4.1.1	Description	44
4.1.2	Arguments pour et contre cette théorie	44
4.2	L'hypothèse du champ fossile	44
4.2.1	Description	44
4.2.2	Arguments pour et contre cette théorie	45

L'origine du champ magnétique dans les étoiles de masse intermédiaire est encore très controversé. A l'heure actuelle nous ne savons pas encore d'où vient ce champ magnétique intense que l'on observe dans les étoiles Ap/Bp. Il existe deux théories principales que je vais décrire en détaillant les points forts et les points faibles de chacune.

4.1 La théorie de la dynamo du cœur

4.1.1 Description

Les étoiles A et B ont des cœurs convectifs qui apparaissent dès la fin de la phase PMS. Le cœur de ces étoiles est donc un environnement favorable à la génération d'un champ magnétique par effet dynamo. La théorie du cœur-dynamo prétend que les champs magnétiques observés dans les étoiles Ap/Bp sont la manifestation en surface de ces champs générés dans le cœur de ces étoiles, et maintenus par l'action contemporaine de la dynamo.

4.1.2 Arguments pour et contre cette théorie

L'effet dynamo nécessite une couche convective et une rotation globale de l'étoile. Pour que la dynamo soit efficace dans les étoiles Ap et Bp, il faut que leur période soit inférieure à 1 an voir 1 mois, suivant les modèles. On observe pourtant des étoiles magnétiques dont les périodes s'étalent de 1 jour à 100 ans.

La théorie du cœur dynamo a quelques difficultés à expliquer plusieurs propriétés des champs observés. Premièrement, on observe une forte corrélation entre la période et l'intensité du champ magnétique des étoiles Ap/Bp. La théorie de la dynamo est incapable de reproduire cette corrélation. Deuxièmement, la dynamo a du mal à générer un champ magnétique aussi intense que celui observé dans les étoiles Ap/Bp. Enfin, tous les modèles de dynamo développés jusqu'à présent génèrent un champ magnétique dont l'axe est incliné d'un angle 0 ou $\pi/2$ avec l'axe de rotation. Or, les configurations des champs magnétiques observés montrent toutes les valeurs de l'angle β entre 0 et $\pi/2$ (Moss 2001).

D'autre part, comme toutes les étoiles A et B possèdent un cœur convectif, elles devraient être toutes magnétiques, or seuls 5% des étoiles A et B le sont.

La théorie du cœur-dynamo n'est donc pas la théorie favorite du moment.

4.2 L'hypothèse du champ fossile

4.2.1 Description

L'hypothèse du champ fossile suppose que les champs observés dans les étoiles Ap/Bp sont des reliques du champ primordial qui était présent dans le nuage moléculaire parental des étoiles. Cette hypothèse veut dire que le champ magnétique a subsisté à toutes les phases de formation de l'étoile sans être régénéré.

4.2.2 Arguments pour et contre cette théorie

Pendant longtemps, l'hypothèse du champ fossile a été mise de côté car on pensait que toutes les étoiles passaient par une phase de convection à grande échelle le long de la ligne d'Hayashi. Les turbulences produites par la convection devraient disloquer les lignes de champ. Le champ magnétique devrait donc disparaître pendant la phase d'Hayashi. Or nous avons vu dans le chapitre 1 que cette phase est considérablement réduite pour des masses comprises entre $1.5 M_{\odot}$ et $2 M_{\odot}$, et qu'elle disparaît complètement pour des masses supérieures à $2 M_{\odot}$. Le champ magnétique fossile peut donc survivre dans des étoiles de masse supérieure à $1.5 M_{\odot}$. Le principal argument contre cette théorie a donc été écarté grâce aux calculs de Palla & Stahler (1993).

Le deuxième point faible de cette théorie est que nous avons du mal à trouver une configuration du champ magnétique suffisamment stable pour survivre pendant le temps de vie d'une étoile. En effet un champ magnétique est stable uniquement sur l'échelle de temps que l'on appelle le temps d'Alfvén : le temps que met une onde magnétique d'Alfvén pour traverser l'étoile. D'après l'intensité des champs observés cette échelle de temps est de l'ordre de quelques années. Cependant Braithwaite & Spruit (2004) (voir aussi Braithwaite & Nordlund 2006) ont récemment trouvé une configuration stable du champ magnétique sur une échelle de temps supérieure à la vie d'une étoile. Ils ont modélisé une étoile sans rotation avec un champ magnétique initial aléatoire. Au début de la simulation, le champ décroît rapidement. Pourtant, après quelques temps d'Alfvén, la décroissance ralentit et le champ atteint une configuration stable. Cette configuration est approximativement identique, quelque soit le champ initial. Elle est approximativement axisymétrique et constituée de composantes toroïdales et poloïdales. Dans l'atmosphère de l'étoile le champ ressemble à un champ poloïdal de type dipôle décentré, alors qu'en dessous de la surface, le champ est bien plus complexe. Au cours du temps, la configuration change. Les composantes toroïdales disparaissent petit à petit et les composantes poloïdales dominant de plus en plus. Une fois que les composantes toroïdales ont quasiment disparu, le champ poloïdal disparaît très rapidement.

Hubrig et al. (2000) utilisèrent les données d'Hipparcos pour redéterminer les températures et luminosités des étoiles Ap magnétiques. En plaçant chaque étoile dans le diagramme HR, ils en conclurent que les étoiles de masse inférieure à $3 M_{\odot}$ se trouvent au milieu de la séquence principale et qu'il y a un manque près de la ZAMS. Il déduisirent de cette étude que les étoiles ne devraient montrer un champ magnétique observable qu'après avoir parcouru au moins 30 % de leur séquence principale. Ce résultat a une forte implication sur l'origine du champ magnétique, étant ainsi défavorable à l'hypothèse du champ fossile. Cependant, ce résultat est très controversé, en particulier par Wade (1997) qui montre au contraire que les étoiles sont distribuées sur toute la largeur de la séquence principale. Notons également, que Thompson et al. (1987) ont observé un champ magnétique intense dans des étoiles très jeunes de l'association Sco-Cen dont certaines ont des masses inférieures à $3 M_{\odot}$.

Enfin, il existe un troisième point que l'on n'explique pas encore et qui est le principal argument contre cette théorie. On observe des systèmes binaires dont une des deux étoiles est magnétique alors que l'autre composante ne l'est pas. En faisant l'hypothèse raisonnable que les deux étoiles se sont formées à partir du même nuage parental, pourquoi les étoiles ne sont-elle pas magnétiques toutes les deux ? De même dans l'hy-

pothèse du champ fossile toutes les étoiles devraient posséder un champ magnétique, pourquoi seuls 5 à 10 % des étoiles Ap/Bp sont magnétiques ?

Un argument en faveur de cette théorie qui nous pousse à approfondir nos recherches dans ce sens est la découverte d'un champ magnétique dans l'étoile de Herbig Ae/Be HD 104237 par Donati et al. (1997).

D'autre part, il est intéressant de noter que l'hypothèse d'un champ fossile n'est pas uniquement invoquée pour expliquer le champ magnétique des étoiles Ap/Bp, mais aussi pour expliquer celui des naines blanches et des étoiles à neutrons. En effet Ferrario & Wickramasinghe (2005) montrent que les flux magnétiques mesurés dans la majorité des naines blanches sont similaires à ceux des étoiles Ap/Bp. Il existerait donc un lien entre le magnétisme sur des étoiles de la séquence principale et le magnétisme des naines blanches. Ils supposent un lien identique entre le magnétisme des étoiles de type O et le magnétisme des étoiles à neutrons. Ils montrent que l'on peut expliquer l'intensité des champ magnétiques observés dans les étoiles à neutrons ($B_P \sim 10^{11} - 10^{15}$ G en supposant que leur progéniteurs ont un champ magnétique dipolaire de 10^2 à 10^3 G. Les découvertes récentes de champs magnétiques dans les étoiles massives θ Ori et τ Sco (Donati et al. 2002; 2006), d'intensités respectives 1100 G et 500 G, renforcent cette hypothèse.

CHAPITRE 5

Les problématiques

Sommaire

5.1	Quelle est l'origine du champ magnétique ?	48
5.2	Questions posées en supposant une origine fossile	48
5.3	Quelle est la cause de la faible vitesse de rotation des étoiles Ap/Bp	48

Ces premiers chapitres introductifs me permettent d'aboutir aux principales problématiques qui se posent à l'heure actuelle, en ce qui concerne le champ magnétique et la rotation des étoiles Ap/Bp.

5.1 Quelle est l'origine du champ magnétique ?

Nous venons, de voir deux hypothèses pour l'origine du champ magnétique dans les étoiles de masse intermédiaire de la séquence principale. L'hypothèse favorisée à l'heure actuelle est une origine fossile. On en vient à la première problématique : si le champ magnétique stellaire est fossile, il devrait être visible à tous les stades de l'évolution d'une étoile. On devrait donc l'observer dans les progéniteurs des étoiles Ap/Bp, c'est-à-dire les étoiles de Herbig Ae/Be. Or pour l'instant, un seul champ magnétique a été détecté dans l'étoile de Herbig HD 104237. Afin de répondre à cette première question, j'ai utilisé pendant ma thèse le spectropolarimètre ESPaDOs à haute résolution installé au CFHT. Les résultats sont donnés au chapitre 13.

5.2 Questions posées en supposant une origine fossile

En supposant que certaines étoiles de Herbig Ae/Be sont magnétiques, est-ce que l'on retrouve la même proportion d'étoiles de Herbig Ae/Be magnétiques parmi celles non-magnétiques, que la proportion d'étoiles A/B magnétiques parmi celles non magnétiques et qui vaut $\sim 5\%$? Le champ magnétique des étoiles de Herbig est-il aussi intense que celui des étoiles Ap/Bp ? Est-ce qu'il est ordonné à grande échelle comme dans les étoiles Ap/Bp ou est-ce qu'il est structuré différemment ? Des éléments de réponses à ces questions seront aussi donnés au chapitre 13.

5.3 Quelle est la cause de la faible vitesse de rotation des étoiles Ap/Bp

Nous avons vu au chapitre 2 que les étoiles Ap/Bp magnétiques ont une vitesse de rotation très faible comparée à celle des étoiles A/B normales. Pour expliquer ce phénomène, il existe deux hypothèses. La première hypothèse est fortement freinée par l'interaction entre le disque et le champ magnétique et entre le vent et le champ magnétique (voir chapitre 3). La deuxième hypothèse est basée sur le fait que le champ magnétique peut être détruit par les turbulences créées dans une étoile en rotation rapide. Dans ce cas le champ magnétique ne pourrait persister que dans les rotateurs lents. La question qui se pose alors est : est-ce le champ magnétique qui contrôle la rotation de l'étoile où est-ce la rotation de l'étoile qui contrôle le champ magnétique ?

Pour répondre à cette question, il faut envisager une étude aussi bien théorique qu'observationnelle. Dans un premier temps, mes mesures de champ magnétique dans les étoiles jeunes, ainsi qu'une étude des vitesses de rotation des étoiles observées, vont pouvoir être utiles pour trouver une relation entre le champ magnétique et la rotation des étoiles tout au long de leur évolution PMS. Une partie de ce travail apparaîtra dans le chapitre 13. Dans un deuxième temps, il faut modéliser des étoiles en rotation en présence d'un champ magnétique. Dans ce but, il faut partir d'un modèle d'évolution stellaire valide pour des étoiles PMS et MS. Ce fut la première partie de ma thèse :

valider la physique décrivant l'évolution et la structure interne des étoiles dans la phase PMS. Elle pourra être ensuite utilisée pour inclure d'abord la rotation puis le champ magnétique.

Je vais donc présenter dans un premier temps les différentes étapes effectuées pour tester la physique des étoiles jeunes, puis les étapes effectuées pour détecter, mesurer et comprendre le champ magnétique des étoiles de Herbig Ae/Be.

Deuxième partie

II. Etude observationnelle et calibration du système binaire RS Cha

"Il y a des circonstances de la vie où l'homme ressemble
effectivement à un ordinateur : tout lisse à l'extérieur,
mais clignotant des neurones avec frénésie"

Daniel Pennac, *La Fée Carabine*

CHAPITRE 6

Introduction à la deuxième partie

Nous abordons la première partie de ma thèse dont le but fut de valider la physique stellaire des étoiles pré-séquence principale (PMS). J'ai en effet montré dans l'introduction la présence importante de la rotation et du champ magnétique dans les étoiles à tous les stades d'évolution et en particulier pendant la phase PMS. J'ai aussi parlé des premiers travaux entrepris pour modéliser la structure et l'évolution d'une étoile en tenant compte de la rotation et du champ magnétique. Les résultats montrent un effet non négligeable de ces deux phénomènes sur le positionnement des étoiles dans le digramme HR, sur leur âge et leurs abondances. Le champ magnétique joue de plus un rôle important dans le transport du moment cinétique à l'intérieur même de l'étoile mais aussi depuis l'étoile vers son environnement extérieur. La rotation et le champ magnétique ne sont pourtant pas encore pris en compte dans la modélisation de la structure d'une étoile. L'amélioration de nos observations et de nos techniques de traitement de données nécessite de plus en plus une bonne description de la physique stellaire pour pouvoir interpréter les résultats. Il est donc important d'inclure la rotation et le champ magnétique dans les modèles de structure et d'évolution des étoiles et en particulier pendant la phase PMS à laquelle je me suis intéressée pendant ma thèse.

Avant d'inclure la rotation et le champ magnétique dans les modèles d'évolution stellaire pendant la phase PMS, la première étape est de valider la physique de base qui modélise l'évolution et la structure d'une étoile PMS sans rotation ni champ magnétique. Cette physique n'est en principe pas très différente de la physique de base d'une étoile MS, qui elle, a déjà prouvé sa robustesse quant à la modélisation d'étoiles MS (Lebreton et al. 1995, Morel et al. 2000, Lebreton et al. 2001). Il est cependant nécessaire de passer par cette validation avant d'aller plus loin. Dans ce but nous devons choisir une étoile bien contrainte observationnellement et confronter ses paramètres mesurés (masse, rayon, température effective, luminosité, métallicité) à ceux calculés par le modèle.

Le choix d'un système binaire spectroscopique à éclipses, c'est-à-dire un système binaire dont les deux étoiles sont visibles dans le spectre et dont on observe des éclipses, n'est pas anodin. En effet, la difficulté principale est d'obtenir une mesure précise de la masse et du rayon de l'étoile. Dans le cas d'une étoile isolée, cette détermination fait appel à des modèles, ce qui ne convient pas du tout à notre étude qui est de tester ces mêmes modèles. Des méthodes récentes, utilisant l'interférométrie longue base, permettent de mesurer le rayon d'une étoile isolée (Berger et al. 2006, par exemple). Il reste cependant le problème de la détermination de la masse. Seule l'observation d'une étoile en interaction gravitationnelle avec un autre objet massif peut nous donner une mesure directe de la masse de l'étoile et de son rayon. D'autre part cette mesure n'est possible que si l'angle d'inclinaison i entre l'axe de l'orbite et la ligne de visée est connu, ce qui est possible si l'on observe des éclipses du système. Il est donc nécessaire de sélectionner un système binaire à éclipses. Cependant, l'inconvénient du choix d'un système binaire non résolu réside dans la difficulté à connaître précisément la luminosité et la température de chaque étoile séparément. Nous avons choisi le système RS Cha qui a été observé de nombreuses fois depuis plus de 40 ans et dont la littérature nous fournit des mesures assez précises des températures et luminosités des deux étoiles (cf. paragraphe 7.2). Les deux composantes de ce système sont PMS et ce choix nous fournit en même temps deux étoiles de test pour la physique stellaire PMS.

Il nous manque cependant une grandeur indispensable. En effet, la métallicité de l'étoile est une donnée fondamentale pour tester des modèles d'évolution PMS, comme

nous le verrons dans le chapitre 8. La métallicité du système RS Cha n'a jamais été mesurée jusqu'à présent et la première étape de ma thèse fut donc de mesurer cette grandeur à partir de l'étude de spectres, ce qui nous a permis, par ailleurs, de faire une étude poussée de ce système depuis la redétermination des masse et rayon de chaque composante jusqu'à la découverte d'oscillations des deux composantes.

Le but de cette deuxième partie est de décrire dans un premier temps l'étude spectroscopique effectuée sur le système binaire RS Cha. J'exposerai ensuite dans le chapitre 8 la confrontation des paramètres caractéristiques de chaque étoile, mesurés dans le chapitre 7, à ceux calculés à l'aide d'un code d'évolution stellaire.

CHAPITRE 7

Etude spectroscopique du système binaire RS Cha

Sommaire

7.1	Les Binaires spectroscopiques à éclipses	58
7.1.1	Observation spectroscopique d'un système SB2 à éclipses . . .	58
7.1.2	Observation photométrique d'un système SB2 à éclipses . . .	61
7.2	Les paramètres fondamentaux des composantes de RS Cha	62
7.3	Les observations et la réduction des données	65
7.3.1	Les observations	65
7.3.2	La réduction des données	66
7.3.3	Calcul d'un profil moyen avec la méthode de déconvolution moindres carrés (LSD)	69
7.4	Analyse de la courbe des vitesses radiales	70
7.4.1	Ajustement d'un profil de rotation aux profils observés	70
7.4.2	Variation de la période orbitale du système	71
7.4.3	Mise en évidence d'oscillations de type δ -Scuti	75
7.4.4	Redétermination des masses et rayons des composantes du système	76
7.5	Mesure de la métallicité	78
7.5.1	Définitions de la métallicité	78
7.5.2	Calcul d'un spectre synthétique d'une étoile double	79
7.5.3	Le traitement de la convection	82
7.5.4	Vérification des $\log(gf)$ des raies étudiées	82
7.5.5	Choix des spectres et des raies spectrales	83
7.5.6	Mesure des largeurs équivalentes	85
7.5.7	Choix de la méthode de mesure de la métallicité	85
7.5.8	Comparaison des spectres synthétiques aux spectres observés	88
7.5.9	Détermination de l'incertitude sur Z	89

7.1 Les Binaires spectroscopiques à éclipses

Un **système binaire** est un ensemble de deux étoiles liées l'une à l'autre gravitationnellement tournant autour du centre de gravité du système. Il existe différents types de systèmes binaires dans notre Galaxie, que je ne détaillerai pas ici. Parmi ceux-ci existe le **système binaire spectroscopique à éclipses**. Le plan orbital d'un tel système est orienté approximativement le long de la ligne de visée permettant l'observation d'éclipses, qui sont détectées par des baisses de luminosité régulières (voir la courbe de lumière sur la figure 7.3). Si le système binaire a une période assez courte, par rapport à l'échelle humaine, alors on observe un décalage périodique des raies spectrales, car les vitesses radiales observées des deux étoiles varient périodiquement au cours du temps (figures 7.1a et 7.1b). De plus, si les luminosités des deux étoiles sont comparables, dans ce cas le spectre des deux étoiles est visible, et les raies des deux étoiles bougent les unes par rapport aux autres, soit en se rapprochant, soit en s'éloignant : on parle alors de système binaire spectroscopique à double raies (SB2).

L'intérêt d'étudier un système SB2 à éclipses par rapport aux autres réside dans le fait que l'observation spectroscopique, photométrique et interférométrique d'un tel système SB2 nous fournit de nombreuses informations sur leur propriétés comme la masse individuelle de chaque composante, leur rayon, le rapport de leur luminosité, de leur température... Dans le cas des autres systèmes ou d'une étoile isolée, seule une partie de ces informations peut être connue. La mesure de la période orbitale du système est obtenue en observant la périodicité des vitesses radiales ou des éclipses ; on supposera par la suite que c'est une donnée connue.

Pour connaître parfaitement les paramètres fondamentaux de chaque étoile nous devons résoudre totalement l'orbite du système. Il existe deux méthodes pour y arriver : la combinaison de données spectroscopiques et photométriques, ou la combinaison de données spectroscopiques et interférométriques. Dans le cas de RS Cha, la première méthode fut employée, que je détaillerai par la suite. Je renvoie le lecteur vers les travaux de Tango et al. (2006) ou de Ausseloos et al. (2006) pour une présentation de la deuxième méthode.

7.1.1 Observation spectroscopique d'un système SB2 à éclipses

- Les courbes de vitesse radiale

Si le système n'est pas visuel (les composantes ne peuvent pas être observées séparément), la détermination de l'inclinaison i et de l'excentricité e de l'orbite devient une tâche difficile. Pourtant, ces quantités jouent un rôle essentiel dans la détermination des masses de chaque composante. Intéressons-nous au spectre d'un tel système. Le décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda$ d'une raie spectrale λ de chaque étoile peut être relié à la vitesse radiale v_r de l'étoile grâce à l'effet Doppler : $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_r}{c}$, c étant la vitesse de la lumière. En observant le mouvement des raies au cours du temps on peut tracer **les courbes des vitesses radiales** en fonction du temps telles qu'elles sont représentées sur les figures 7.1a et 7.1b. Si les orbites sont circulaires, les vitesses des étoiles le long de leur orbite sont constantes au cours du temps et les courbes des vitesses radiales seront sinusoïdales (figure 7.1a). Si l'excentricité des orbites n'est pas nulle, les courbes des vitesses radiales deviennent obliques (figure 7.1b) et plusieurs paramètres supplémentaires sont nécessaires pour décrire exactement la forme de ces courbes :

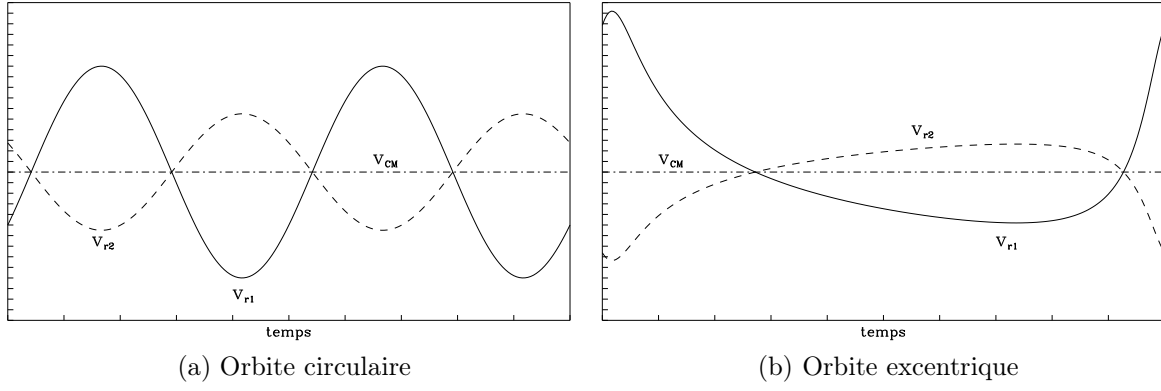


FIG. 7.1: Courbes théoriques des vitesses radiales. La courbe en trait plein est la vitesse radiale de l'étoile primaire, celle en tirets représente les vitesses radiales de l'étoile secondaire et la vitesse du centre de masse est dessinée en tirets-points.

l'excentricité e , l'inclinaison i de la normale à l'orbite par rapport à la ligne de visée et l'argument du péricentre ω .

En réalité, de nombreuses binaires spectroscopiques ont une orbite circulaire, car les effets de marées agissant entre les deux étoiles tendent à circulariser le système en un temps court devant le temps de vie d'une étoile. C'est d'ailleurs le cas de RS Cha, même si c'est une étoile jeune d'environ 9 Man, les travaux de Mayer & Hanna (1991) donnent un temps de circularisation de RS Cha égal à 5 Man, suffisamment petit pour que les orbites soient déjà circularisées. Nous ne supposons donc par la suite que des orbites circulaires ou quasi-circulaires ($e \ll 1$).

Dans l'approximation des orbites circulaires, les vitesses algébriques respectives sont constantes et valent : $v_1 = 2\pi a_1/P$ et $v_2 = 2\pi a_2/P$ respectivement pour les masses m_1 et m_2 , où a_1 et a_2 sont les demi-grand axes des orbites et P est la période orbitale. La position du centre de masse vu par l'observateur est donnée par : $\mathbf{R} = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}$, où \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 sont les vecteurs rayons des orbites de normes a_1 et a_2 . En se positionnant dans le référentiel du centre de masse ($\mathbf{R} = \mathbf{0}$), on en déduit le rapport des masses q des deux étoiles :

$$q = \frac{m_1}{m_2} = \frac{\|\mathbf{r}_2\|}{\|\mathbf{r}_1\|} = \frac{a_2}{a_1} = \frac{v_2}{v_1} \quad (7.1)$$

où, $\|\mathbf{r}_1\|$ et $\|\mathbf{r}_2\|$ sont les normes des vecteurs \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 .

Le décalage en longueur d'onde des raies ne nous donne pas directement les vitesses de chaque étoile, mais leur composante radiale projetée sur la ligne de visée. Lorsque la séparation des étoiles entre elles, du point de vue observateur, est maximum, leur *vitesse radiale* v_{r1} et v_{r2} est maximum et égale à $v_1 \sin i$ et $v_2 \sin i$. Les *demi-amplitudes* des courbes de vitesses radiales K_1 et K_2 (figure 7.1a) sont égales aux vitesses des étoiles sur leur orbite, à un facteur $\sin i$ près : $K_1 = v_1 \sin i$ et $K_2 = v_2 \sin i$. L'observation des vitesses radiales, nous permet donc de mesurer dans un premier temps le *demi-grand axe* de l'orbite : $a \sin i = (K_1 + K_2) \frac{P}{2\pi}$, où $a = a_1 + a_2$, puis le rapport des masses du système : $q = \frac{m_1}{m_2} = \frac{K_2}{K_1}$. En utilisant la troisième loi de Kepler :

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(m_1 + m_2)}{4\pi^2} \quad (7.2)$$

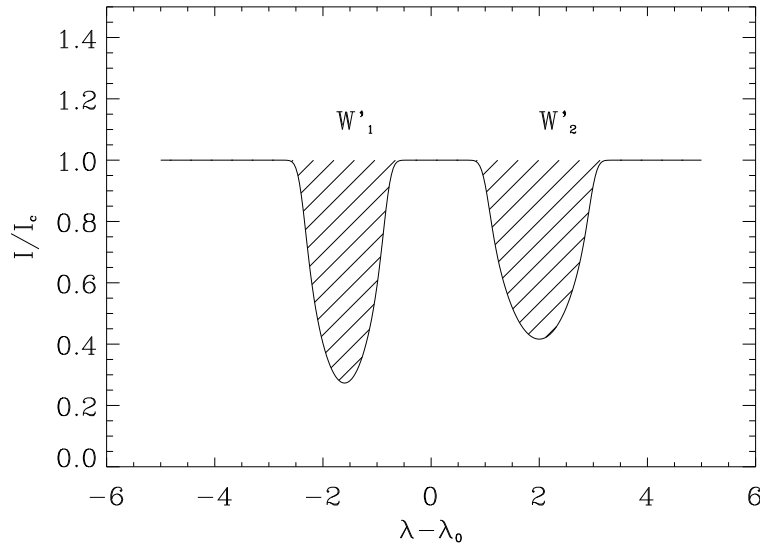


FIG. 7.2: Représentation schématique des largeurs équivalentes partielles ($W'_{\lambda 1}$ et $W'_{\lambda 2}$) d'une raie spectrale formée par une étoile double. La largeur équivalente totale de la raie est $W_{\lambda} = W'_{\lambda 1} + W'_{\lambda 2}$.

on obtient les masses individuelles :

$$m_1 = \frac{P}{2\pi G} \frac{(K_1 + K_2)^2}{\sin^3 i} K_2 \quad (7.3)$$

$$m_2 = \frac{P}{2\pi G} \frac{(K_1 + K_2)^2}{\sin^3 i} K_1 \quad (7.4)$$

La mesure exacte du demi-grand axe de l'orbite et des masses de chaque composante nécessite la connaissance de l'inclinaison i qui est mesurée à l'aide de la photométrie comme nous allons le voir dans la section 7.2.

- Mesure des largeurs équivalentes

Le spectre d'une étoile peut aussi être utilisé pour la mesure des abondances des éléments qui la composent, en mesurant la **largeur équivalente** des raies. La largeur équivalente W_{λ} d'une raie de longueur d'onde λ est la surface de la région du spectre délimitée par l'intensité de la raie et le continu (surface hachurée de la figure 7.2, dans le cas d'un système SB2) :

$$W(\lambda) = \int \left(1 - \frac{I(\lambda)}{I_c} \right) d\lambda \quad (7.5)$$

où I_c est l'intensité dans le continu et $I(\lambda)$ est l'intensité de la raie. Cette grandeur est directement reliée à la quantité d'atomes absorbants comme nous le verrons dans le paragraphe 7.5.7. Dans le cas d'un système double, la largeur équivalente totale de la raie qui englobe les deux composantes nous renseigne sur les abondances globales du système mais pas sur les abondances individuelles de chaque étoile. Par contre, si l'on choisit des phases de rotation en dehors des éclipses où les deux composantes de la raie sont bien séparées, et si l'on connaît les luminosités de chaque étoile on peut

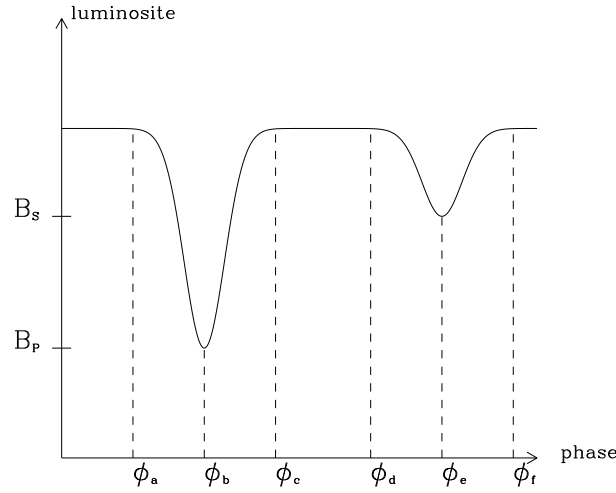


FIG. 7.3: Courbe de lumière schématisée d'une SB2 non résolue : luminosité du système en fonction de la phase de rotation.

retrouver les largeurs équivalentes $W_{\lambda 1}$ et $W_{\lambda 2}$ des raies qu'aurait produites chaque étoile séparément :

$$W_{\lambda 1} = W'_{\lambda 1} + \beta_{\lambda}(W_{\lambda} - W'_{\lambda 2}) \quad (7.6)$$

$$W_{\lambda 2} = W'_{\lambda 2} + \frac{W_{\lambda} - W'_{\lambda 1}}{\beta_{\lambda}} \quad (7.7)$$

où $W'_{\lambda 1}$ et $W'_{\lambda 2}$ sont les largeurs équivalentes mesurées respectivement directement sur le spectre des composantes 1 et 2 de la raie λ du spectre de l'étoile double (cf. figure 7.2), $\beta_{\lambda} = L_{\lambda 2}/L_{\lambda 1}$ est le rapport des luminosités des deux composantes de RS Cha à la longueur d'onde λ , tel que $L_{\lambda} = 4\pi R^2 B_{\lambda}$ où B_{λ} est l'intensité spécifique d'un corps noir donnée par la loi de Planck, et W_{λ} est la largeur équivalente totale de la raie ($W_{\lambda} = W'_{\lambda 1} + W'_{\lambda 2}$). Dans le cas où les raies ne sont pas trop blendées, on peut ainsi retrouver les abondances des éléments dans chaque étoile (voir paragraphe 7.5.7).

7.1.2 Observation photométrique d'un système SB2 à éclipses

L'observation photométrique d'un système binaire nous fournit une **courbe de lumière** ressemblant à la figure 7.3. Cette courbe nous apprend énormément de choses. Les deux pics décrivent les éclipses observées et le pic le plus profond correspond à l'éclipse de l'étoile la plus brillante par la moins brillante. Dans un cas idéal et très simplifié, si $i = 90^\circ$, la durée des éclipses dépend du rayon R des étoiles et des différences de phase $(\phi_b - \phi_a)$ et $(\phi_c - \phi_a)$ (figure 7.3). On définit les **rayons non-perturbés** tels que : $r_1 = R_1/a$ et $r_2 = R_2/a$, où R_1 et R_2 sont les rayons de l'étoile primaire et secondaire et a est le demi-grand axe de l'orbite. On peut alors montrer que $r_1 = \pi(\phi_b - \phi_a)$ et $r_2 = \pi(\phi_c - \phi_a)$. En utilisant la mesure spectroscopique de a on obtient le rayon de chaque étoile.

D'autre part, le rapport des températures effectives des deux étoiles peut aussi être obtenu à partir de la courbe de lumière. Nous allons l'illustrer en prenant à nouveau un cas très simple en supposant que :

- les deux étoiles sont sphériques
- leur luminosité est constante à la surface
- l’angle d’inclinaison vaut 90° .

Nous définissons le premier minimum, le moment où l’étoile la plus chaude (étoile primaire 1) est éclipsée par la plus froide (étoile secondaire 2). Nous garderons d’ailleurs cette définition tout au long de ce document. La luminosité mesurée pendant le premier minimum B_P est donc inférieure à celle mesurée pendant le second minimum B_S . On peut alors montrer que la différence entre la luminosité B_0 mesurée en dehors des éclipses et celle mesurée pendant les éclipses (B_P et B_S) nous donne directement le rapport entre la température T_1 de l’étoile primaire et la température T_2 de l’étoile secondaire :

$$\frac{B_0 - B_P}{B_0 - B_S} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^4 \quad (7.8)$$

En réalité, ce n’est pas aussi simple. La courbe de lumière est un peu plus complexe que celle de la figure 7.3 car plusieurs propriétés ont été négligées :

- l’angle i ne vaut pas exactement 90°
- la rotation de l’étoile produit des étoiles non sphériques
- la brillance de la surface n’est pas uniforme et suit la loi d’assombrissement centre-bord
- l’excentricité ne vaut pas exactement 0.

Il est alors nécessaire d’utiliser des modèles numériques (p. ex. Wood 1971) pour reproduire une courbe de lumière plus proche de la réalité en tenant compte de ces particularités, et déterminer précisément tous les paramètres de l’orbite et en particulier son inclinaison i .

7.2 Les paramètres fondamentaux des composantes de RS Cha

RS Chamaeleontis, de type spectral A7, a été identifiée comme étant un système double par Strohmeier (1964). Mamajek et al. (2000) ont détecté des émissions X provenant de l’amas η Cha, indiquant qu’il s’agit d’un amas jeune âgé d’environ 8 Man, donnant ainsi le statut de PMS aux deux composantes de RS Cha. Pendant ces 40 dernières années, ce système a été étudié et les différents travaux aboutirent à différentes valeurs des paramètres fondamentaux des deux composantes, que je ne détaillerai pas ici (Wild & Lagerweij 1967, Chambliss 1967, Jones 1969, Jorgensen 1975, Andersen 1975). Toutefois, je vais souligner l’étude photométrique approfondie de Clausen & Nordström (1980) (CN80 par la suite), qui aboutit aux grandeurs caractéristiques de l’orbite du système, ainsi qu’à des données photométriques encore utilisées à ce jour.

Comme je l’ai mentionné précédemment, la détermination des masses et des rayons ne peut se faire de manière précise qu’en passant par la mesure de l’angle d’inclinaison de l’orbite (angle entre l’axe de rotation du système et l’axe de visée). CN80 ont observé le système RS Cha dans 4 filtres (*uvby*) de Strömgren simultanément, ainsi que deux étoiles de comparaison dont la luminosité ne varie pas. Sur la figure 7.4 est représentée une des quatre courbes de lumière observées par CN80 dans le filtre b de Strömgren. Cette courbe montre très bien les deux éclipses et illustre aussi sa complexité par rapport à une courbe de lumière calculée avec un modèle très simple et représentée sur la figure 7.3. L’interprétation de ces courbes de lumière ainsi que les variations

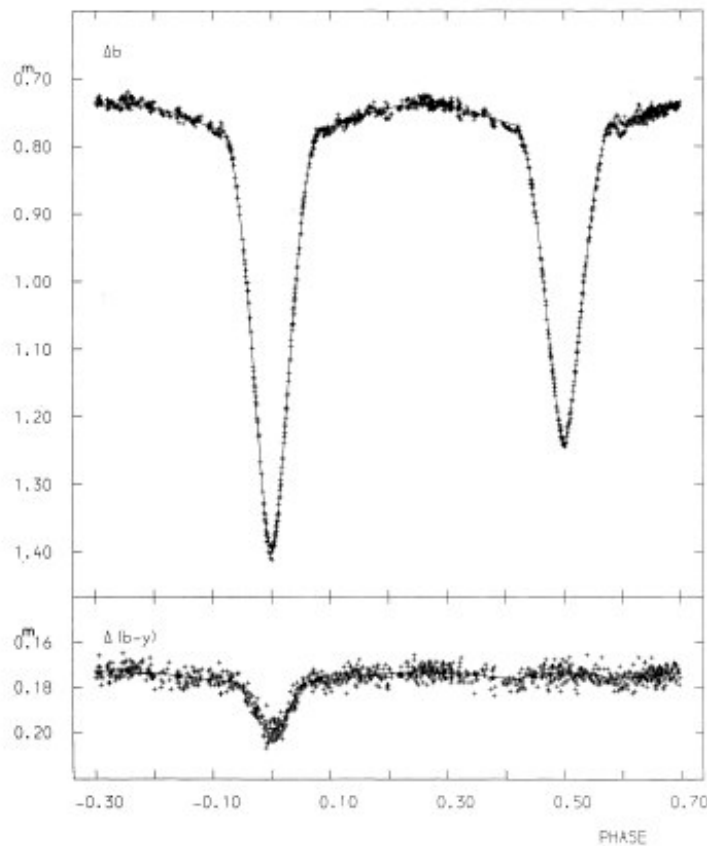


FIG. 7.4: Courbe de lumière observée dans le filtre b de Strömgren par Clausen & Norström (1980) (en haut). Le tracé du bas représente la couleur $(b - y)$ en fonction de la phase.

de couleur en fonction de la phase ont permis à CN80 de mesurer l'inclinaison i de l'orbite, les rayons non perturbés des deux étoiles r_1 et r_2 définis au paragraphe 7.1.2, le rapport des deux luminosités L_2/L_1 et des deux températures T_2/T_1 . Cette étude leur permit aussi de mesurer les indices photométriques de Strömgren de chaque étoile séparément, très précieuses dans le cas d'un système binaire serré comme RS Cha.

La méthode utilisée par CN80 est un ajustement aux moindres carrés de courbes de lumière théoriques à celles observées. La courbe de lumière théorique est calculée à partir du modèle d'un système binaire défini par Wood (1971), tenant compte des déformations de la surface des étoiles provoquées par les forces de marées et la rotation, de l'assombrissement centre-bord et de l'effet Von Zeipel, ainsi que de la réflexion d'une étoile sur l'autre. Dans un premier temps ils ont considéré l'excentricité comme un paramètre à ajuster et obtinrent une valeur très proche de zéro, ce qui confirme par ailleurs la circularisation du système. Il supposèrent donc par la suite une excentricité nulle. Le résultat de l'ajustement est superposé aux données sur la figure 7.4. Les valeurs des données astrophysiques de RS Cha sont résumées dans le tableau 7.1. Deux données nous manquent pour connaître complètement le système et ses deux étoiles : la masse de chaque composante et le demi-grand axe de l'orbite, qui ne peuvent être mesurés qu'à partir de données spectroscopiques. Ils utilisèrent les valeurs obtenues par Andersen (1975), mais l'étude du système RS Cha à partir de nos données nous a permis de déterminer de nouvelles valeurs de ces grandeurs (section 7.4.4).

TAB. 7.1: Paramètres astrophysiques de RS Cha obtenues par Clausen & Nordström (1980) encore utilisés à ce jour. r est le rayon non-perturbé défini au paragraphe 7.1.2, V est la magnitude absolue dans le visible, $c_1 = (u - v) - (v - b)$, $m_1 = (v - b) - (b - y)$, où u, v, b, y sont les indices photométriques de Strömgren (1963)

	Composante 1	Composante 2
Indices photométriques :		
V	6.77	6.78
$b - y$	0.12	0.16
m_1	0.18	0.18
c_1	0.92	0.83
Paramètres orbitaux :		
i	$83.4 \pm 0.3^\circ$	
r	0.234 ± 0.006	0.256 ± 0.006
P	$1.669870 \pm 0.000001 \text{ j}$	

La mesure des températures effectives de chaque étoile est beaucoup plus complexe lorsque le système double n'est pas visuel. La plupart des scientifiques ont utilisé la photométrie à large bande UBV pour mesurer les T_{eff} des deux composantes (Wild & Lagerweij 1967, Chambliss 1967, Jorgensen 1975). Cependant des mesures plus précises peuvent être obtenues à partir de la photométrie de Strömgren à bandes intermédiaires. CN80 ont déterminé les températures effectives de chaque étoile en utilisant leurs indices photométriques de Strömgren et les grilles de calibration de Relyea & Kurucz (1978) basées sur les modèles d'atmosphères de Kurucz (1979). Depuis, de nouvelles grilles ont été calculées par Napiwotzki et al. (1993) basées sur les modèles d'atmosphères ATLAS9 de Kurucz (1993), dont une version améliorée a été utilisée par Ribas et al. (2000) pour redéterminer les températures de chaque composante avec une précision de 1 %, que nous adopterons par la suite. La détermination des luminosités des deux étoiles est rendue difficile par le fait que nous ne pouvons observer chaque étoile séparément et donc obtenir des grandeurs photométriques individuelles. En effet, dans une étoile isolée, la mesure de la distance d'Hipparcos (ESA 1997) combinée aux observations photométriques de l'étoile fournit une mesure précise de sa luminosité. Pour RS Cha cette méthode ne peut pas être appliquée. N'ayant pas trouvé de mesures satisfaisantes des luminosités des deux étoiles dans la littérature, nous avons choisi de les recalculer en utilisant la loi de Stefan ($L = \sigma 4\pi R^2 T^4$). Les données utilisées sont rassemblées dans le tableau 7.2.

TAB. 7.2: Températures effectives et luminosités de RS Cha adoptées pour la suite de l'étude. σ est la constante de Stefan, T_{eff} est la température effective de l'étoile et R son rayon.

	Composante 1	Composante 2	Référence
$\log(T_{\text{eff}})(K)$	3.883 ± 0.010	3.859 ± 0.010	Ribas et al. (2000)
$\log(L/L_\odot)$	1.15 ± 0.09	1.13 ± 0.09	$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$

7.3 Les observations et la réduction des données

7.3.1 Les observations

Le système RS Cha a été observé à l’observatoire astronomique d’Afrique du Sud (SAAO). 174 spectres ont été obtenus entre le 18 décembre 2002 et le 28 janvier 2003 (cf. Tableau 7.3) à l’aide du spectrographe échelle GIRAFFE (Grating Instrument for Radiation Analysis with a Fibre Fed Echelle) installé au foyer du télescope de 1,9 m de Radcliffe. Cet instrument est une copie du spectrographe MUSICOS (MULTI-Site COntinuous Spectroscopy) actuellement installé sur le télescope de 2 m Bernard Lyot à l’Observatoire du Pic du Midi (Baudrand & Böhm 1992). Il fait partie des instruments conçus pour les campagnes MUSICOS.

Le projet MUSICOS avait pour but d’équiper des télescopes de la classe des 2 m répartis un peu partout dans le monde, d’un instrument du même type dans le but de réaliser des observations multi-sites d’étoiles et d’améliorer ainsi les conditions d’observation d’oscillations stellaires et d’activité magnétique. Les télescopes de 2.5 m INT (Isaac Newton Telescope) et de 1,9 m du SAAO ont ainsi été pourvus d’une copie du spectrographe MUSICOS du TBL (celui de l’INT ne s’y trouve plus et a été prêté par l’ESO à l’Observatoire de Saint-Véran (Alpes, France) ouverts aux astronomes amateurs). Seul le TBL fut équipé d’un polarimètre en plus du spectrographe pour la mesure de champs magnétiques. Les autres furent uniquement utilisés en mode spectroscopique.

Le principe du spectrographe de type MUSICOS est basé sur l’obtention de spectres échelles de deux objets simultanément, dont les ordres s’entrelacent (voir chapitre 12). Dans le cas de la recherche d’oscillations stellaires un des spectres enregistrés est celui de l’étoile, l’autre étant celui d’une lampe de thorium obtenu simultanément. De cette manière, les positions des raies spectrales sont mesurées avec une très grande précision, permettant ainsi la détection de variations des vitesses radiales dues aux oscillations de l’étoile. Dans le cas de la recherche de champ magnétique stellaire, le polarimètre placé avant le spectrographe permet d’obtenir dans deux fibres optiques différentes deux spectres de l’étoile contenant chacun une information différente sur la polarisation de la lumière. La comparaison entre les deux spectres nous renseigne sur la présence ou non de champ magnétique dans l’étoile. Je n’en dirai pas plus sur le fonctionnement d’un tel instrument et sur les méthodes d’analyse car ce n’est pas le but de ce chapitre et je renvoie le lecteur à la troisième partie pour de plus amples explications sur la méthode de détection de champ magnétique par spectropolarimétrie. De la même manière, le principe d’obtention des spectres échelles aux ordres entrelacés sera détaillé dans le chapitre 12 et je ne m’attarderai pas ici sur ce sujet. Je vais par contre donner quelques détails sur l’obtention d’un spectre échelle avec GIRAFFE, nécessaires à la compréhension de la réduction des données.

Les observations de RS Cha ont été obtenues en utilisant GIRAFFE dans le cas le plus simple. Seul le spectre de l’étoile a été enregistré, sans bénéficier de la possibilité d’enregistrer simultanément le spectre d’une lampe de thorium. Ceci est gênant dans la recherche d’oscillations stellaires mais pour la mesure de la métallicité l’obtention seule du spectre de l’étoile est suffisante. La source lumineuse provenant du foyer du télescope est acheminée à l’aide d’une fibre optique vers le spectrographe. Ce dernier est constitué d’un réseau-échelle qui disperse la source selon un grand nombre d’ordres superposés.

TAB. 7.3: Dates des observations de RS Cha au SAAO. *HJD = Heliocentric Julian Day*

Periode	Date	HJD-2452600.00	Phase	Numéro du spectre
a	18/12/02	[26.5717,26.6036]	[0.188,0.207]	[0,4]
b	19/12/02	[27.5406,27.6039]	[0.769,0.806]	[5,13]
c	20/12/02	[28.5500,28.5969]	[0.373,0.401]	[14,20]
d	21/12/02	[29.5288,29.6105]	[0.959,0.008]	[21,31]
e	22/12/02	[30.5525,30.6034]	[0.572,0.603]	[32,38]
f	14/01/03	[54.4324,54.4716]	[0.873,0.896]	[39,44]
g	15/01/03	55.4959	0.509	45
h	16/01/03	[55.5035,55.6143]	[0.514,0.580]	[46,60]
i	17/01/03	[56.5047,56.6231]	[0.114,0.184]	[61,76]
j	18/01/03	[57.5137,57.6245]	[0.718,0.784]	[77,91]
k	19/01/03	[58.5118,58.6151]	[0.316,0.377]	[92,105]
l	21/01/03	[60.5097,60.6230]	[0.512,0.580]	[106,120]
m	22/01/03	[61.5680,61.6388]	[0.146,0.188]	[121,130]
n	25/01/06	[64.5129,64.6237]	[0.909,0.976]	[131,145]
o	26/01/03	[65.5264,65.6213]	[0.516,0.573]	[146,158]
p	27/01/03	66.5357	0.121	159
	28/01/03	[67.5159,67.6192]	[0.708,0.769]	[160,173]

Après le réseau, un prisme disperse la lumière dans une direction perpendiculaire à la dispersion du réseau, séparant ainsi les ordres du réseau les uns des autres. Le prisme bleu est optimisé pour les courtes longueurs d'onde (3770 Å - 5560 Å) et le prisme rouge est optimisé pour les grandes longueurs d'onde (5200 Å - 10400 Å). Une caméra 1024 × 1024 TEK CCD est positionnée à la sortie du spectrographe, enregistrant le spectre à deux dimensions obtenu, que l'on appelle **spectre échelle** (figure 7.5).

Nos spectres ont été pris chacun en une seule pose avec le prisme rouge éclairé sous un angle particulier pour élargir le domaine spectral vers le bleu. Le domaine spectral obtenu s'étend de 4400 Å à 6680 Å et est réparti sur 45 ordres. Le pouvoir de résolution du spectre obtenu est d'environ 32000, correspondant à une largeur de 2 pixels sur la caméra CCD. Le temps d'exposition sur RS Cha était d'environ 10 mn, donnant un rapport S/N compris entre 40 et 75 par pixel, suivant les conditions météorologiques et la masse d'air des observations.

7.3.2 La réduction des données

Une série de calibration a été réalisée pour servir à la réduction des données. Les champs plats (flat-fields) ont été obtenus en enregistrant le spectre d'une lampe de tungstène et aussi en illuminant le CCD d'une lumière dispersée par un écran. Les spectres de thorium ont été acquis à intervalles réguliers en utilisant une lampe Th-Ar, permettant la calibration en longueur d'onde. Tous les spectres ont été réduits par Luis Balona en utilisant le logiciel SPEC2 (Balona et al. 1996). Ce logiciel nécessite en entrée un fichier contenant la position Y du centre de chaque ordre (la direction X correspond à la dispersion en longueur d'onde et Y à la dispersion en ordres, voir figure 7.5). Pour chaque ordre, il procède de la façon suivante. Il commence par ajouter quelques **spectres objets** (spectres de l'étoile observée) afin de déterminer la forme de l'ordre

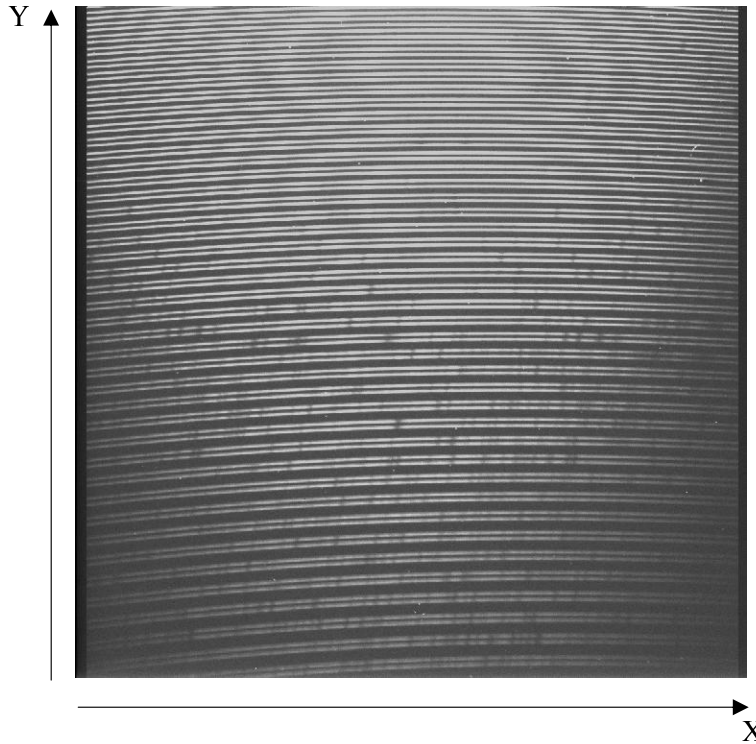


FIG. 7.5: Image d'un spectre échelle obtenu avec l'instrument MUSICOS. La dispersion en longueur d'onde est suivant l'axe X et la dispersion en ordre se fait suivant l'axe Y. On peut distinguer 41 ordres contenant chacun deux sous-ordres, illustrant un spectre échelle aux ordres entrelacés. Cette image montre ce que l'on peut obtenir avec GIRAFFE, qui est une copie de MUSICOS. Dans le cas des observations de RS Cha, chaque ordre ne contenait qu'un seul sous-ordre, car seul le spectre de l'étoile a été enregistré.

comme une fonction des positions X et Y. Il mesure ensuite la largeur de l'ordre dans la direction Y, en considérant un certain nombre de pixels de chaque côté de l'ordre de telle manière que la majorité de la lumière provenant de l'étoile soit incluse. L'ordre est ensuite transformé en un spectre à une dimension en additionnant sur la largeur de l'ordre, le long de l'axe Y, tous les pixels positionnés à un même X et en le soustrayant au niveau de fond de la CCD créé par la lumière diffusée dans le spectrographe, par la lumière de la pièce environnante et par l'offset (niveau électronique non nul de la CCD même en absence d'éclairement). Ce niveau de fond est mesuré en moyennant deux bandes prises de chaque côté des ordres mais suffisamment éloignées pour éviter la lumière de l'étoile.

Le spectre du champ plat est obtenu en ajoutant tous les champs plats mesurés et en extrayant, de la même façon que pour le spectre objet, la forme des ordres sur la CCD avec la même largeur que les ordres de l'image de l'objet. Les pixels le long de l'axe Y sont ajoutés et le niveau de fond est soustrait pour aboutir à un spectre à une dimension. Le champ plat final est normalisé puis divisé au spectre objet.

Les spectres de thorium dont on a soustrait le niveau de fond sont ajoutés entre eux, et le résultat est transformé en spectre à une dimension comme précédemment. Les raies sont ajustées par une gaussienne donnant la position X de chaque raie. En utilisant les longueurs d'onde au repos mesurées en laboratoire, nous obtenons une courbe de calibration des longueurs d'onde donnée en fonction de X, pour chaque ordre, et ajustée

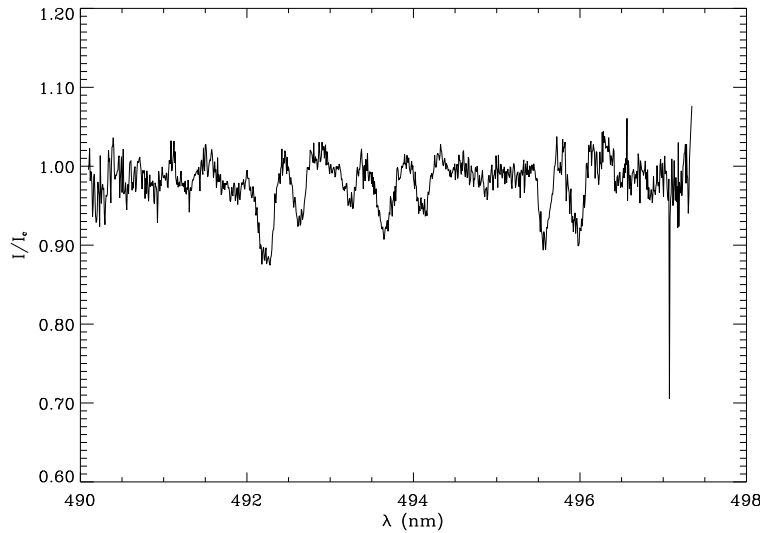


FIG. 7.6: Petite région spectrale d'un des spectres de RS Cha, illustrant le résultat de la renormalisation.

par un polynôme du second degré.

Le spectre continu en longueur d'onde est constitué en mettant les ordres bout à bout, et est normalisé en ajustant le continu à l'oeil par une courbe spline.

Nous avons ensuite recommencé, de manière plus précise, la renormalisation de chaque ordre, car la détermination du continu est très importante dans la mesure des largeurs équivalentes de raie et donc dans la mesure de la métallicité de l'étoile. Cette renormalisation a été améliorée en utilisant les propriétés d'un système binaire à eclipse et aussi en utilisant l'atout d'avoir un très grand nombre de spectres. Grace au mouvement orbital des deux étoiles, les raies spectrales balayent le spectre sur une largeur suffisamment grande pour que chaque boîte de longueur d'onde voit au moins une fois le continu, sur la totalité de nos spectres. Le continu a donc été déterminé de la façon suivante. Pour chaque ordre et chaque longueur d'onde, définissons un tableau à une dimension de longueur 174 (nombre total de spectres observés) contenant l'intensité du spectre à la longueur d'onde considérée. A l'aide de ce tableau on détermine l'intensité I_{moy} pour laquelle 85 % des données du tableau ont une valeur inférieure ou égale à I_{moy} . On recommence pour chaque longueur d'onde de chaque ordre et on définit ainsi un spectre continu moyen. En d'autres termes, on peut dire qu'on a calculé le 85^{ème} pourcentile de nos données dans la direction du temps. Comme cette méthode n'a pas suffi pour enlever toute trace des raies, on calcule, cette fois-ci dans la direction des longueurs d'onde, le 98^{ème} pourcentile sur un ensemble de 8 boîtes par ordre faisant chacun une largeur d' $1/8^{\text{ème}}$ d'ordre. On obtient ainsi un ensemble de huit points par ordre définissant le continu de chaque ordre que l'on ajuste par un polynôme de degré 5. Le continu de chaque ordre est ainsi correctement mesuré de manière automatique sans avoir besoin d'ajuster à l'oeil un polynôme sur un spectre. (cf. figure 7.6)

Les spectres obtenus ont été utilisés de deux manières différentes. Nous avons d'abord fait une sorte de moyenne sur toutes les raies de chaque spectre pour obtenir un profil moyen du spectre (méthode LSD), aboutissant à une mesure précise des vitesses radiales et des $v \sin i$ de chaque étoile. D'autre part, nous avons comparé les

spectres non moyennés à un ou plusieurs spectres synthétiques dans différentes régions spectrales pour mesurer la métallicité du système.

7.3.3 Calcul d'un profil moyen avec la méthode de déconvolution moindres carrés (LSD)

La méthode baptisée "Déconvolution Moindres-Carrés" qui est une traduction de Least-Square Deconvolution (LSD), a été proposée par Jean-François Donati (Donati et al. 1997) pour calculer un profil moyen à toutes les raies d'un spectre stellaire, connaissant la température et la gravité de l'objet observé. Cette méthode, appliquée à des spectres de polarisation, améliore considérablement le rapport S/N et permet de détecter des champs magnétiques stellaires aussi faibles que quelques dizaines de Gauss. Dans ce chapitre nous allons uniquement regarder l'application de cette méthode à un spectre en intensité, repoussant la description de l'application à un spectre polarisé à la partie III.

L'hypothèse fondamentale de la méthode LSD est de supposer que toutes les raies photosphériques de l'étoile sont élargies de la même manière. Les phénomènes physiques qui sont responsables de l'élargissement d'une raie sont :

- l'agitation thermique qui fournit une vitesse $v_T = \sqrt{2kT/m}$ à un atome de masse m dans un milieu de température T , et qui élargit la raie par effet Doppler,
- la microturbulence, qui est un phénomène que l'on ne comprend pas encore bien et qui fournit une vitesse de microturbulence v_{mic} identique à toutes les espèces chimiques,
- l'élargissement naturelle dû au principe d'incertitude d'Heisenberg qui a pour effet de donner une largeur naturelle aux niveaux d'énergie,
- les collisions avec d'autres particules qui élargissent les niveaux d'énergie de l'atome, dans lesquelles on distingue deux types : les collisions avec des atomes d'hydrogène neutre (effet Van der Waals) et les collisions avec des ions ou des électrons (effet Stark),
- la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée ($v \sin i$) de l'étoile qui élargit les raies par effet Doppler,
- la macroturbulence qui décrit un mouvement à grande échelle des régions de formation des raies,
- l'élargissement instrumental.

En ce qui concerne ce dernier, l'hypothèse est totalement valide. Seulement, ce n'est pas toujours le phénomène qui domine l'élargissement de la raie. Les autres phénomènes responsables de l'élargissement des raies, excepté la rotation, dépendent de la région de leur formation à l'intérieur de l'étoile. Notre hypothèse revient donc à supposer que toutes les raies se forment au même endroit. On peut considérer cette hypothèse comme raisonnable, dans la mesure où la région de formation des raies a une épaisseur très petite comparée à la taille de l'étoile. D'autre part les élargissements thermique et naturel varient beaucoup d'une raie à l'autre. Il faut donc choisir les raies telles qu'ils soient négligeables, en évitant les raies de résonance par exemple.

Cette hypothèse nous amène donc à définir un profil moyen $p(\lambda)$ identique pour toutes les raies formées localement en chaque point M de la surface. Chaque profil $p(\lambda)$ est pondéré par la profondeur de la raie d_i . L'intensité normalisée émise au point M de la surface de l'étoile de vitesse radiale v_M produisant un décalage λ_M de la raie peut

s'écrire :

$$I_{iM}(\lambda) = 1 - d_i p(\lambda - \lambda_M) \quad (7.9)$$

L'intensité normalisée totale de l'étoile est obtenue en intégrant I_{iM} sur toute la surface de l'étoile et en tenant compte de la brillance b_M à la surface, calculée en utilisant une loi d'assombrissement centre-bord :

$$\begin{aligned} I_i(\lambda) &= \frac{\iint (1 - d_i p(\lambda - \lambda_M)) b_M dS}{\iint b_M dS} \\ &= 1 - d_i \frac{\iint p(\lambda - \lambda_M) b_M dS}{\iint b_M dS} \\ &= 1 - d_i P(\lambda) \end{aligned} \quad (7.10)$$

où $P(\lambda) = \frac{\iint p(\lambda - \lambda_M) b_M dS}{\iint b_M dS}$ est le profil moyen en intensité. On somme ensuite sur toutes les raies du spectre positionnées à la longueur d'onde λ_i , et on renormalise en divisant par N , le nombre de raies dans le spectre :

$$\begin{aligned} I(\lambda) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i(\lambda - \lambda_i) \\ &= \frac{1}{N} \sum_i (1 - d_i P(\lambda - \lambda_i)) \\ &= 1 - \sum_i d_i P(\lambda) * \delta(\lambda - \lambda_i) \\ &= 1 - M * P(\lambda) \end{aligned} \quad (7.11)$$

où $*$ signifie le produit de convolution et où $M(\lambda) = \sum_{i=1}^N d_i \delta(\lambda - \lambda_i)$ est appelé le masque du spectre en intensité. Le spectre d'une étoile peut donc s'écrire sous la forme d'un produit de convolution entre un masque $M(\lambda)$ et un profil moyen $P(\lambda)$ qui dépend principalement de la rotation, quand l'étoile tourne vite. Le masque M consiste en une liste de raies dont la longueur d'onde et la profondeur centrale sont calculées à partir de modèles d'atmosphère pour une température effective T_{eff} et un $\log(g)$ donnés. Si l'on connaît la température effective et le $\log(g)$ de l'étoile observée, on peut donc appliquer une déconvolution au spectre observé par le masque calculé pour obtenir le profil moyen du spectre. Ce profil moyen nous renseigne sur de nombreuses caractéristiques de l'étoile, comme nous allons le voir dans la suite.

7.4 Analyse de la courbe des vitesses radiales

7.4.1 Ajustement d'un profil de rotation aux profils observés

Dans le cas de RS Cha, nous avons appliqué la méthode LSD à partir d'un masque de température 7500 K et de $\log(g) = 4$, construit à l'aide des modèles d'atmosphères ATLAS 9 de Kurucz (Kurucz 1993), qui sont des valeurs adéquates pour les deux étoiles. La figure 7.7 montre un profil moyen obtenu à partir d'un des spectres observés (en trait plein) de RS Cha, dans une phase où les raies de chaque composante ne se superposent pas. Le profil obtenu peut être écrit de manière mathématique par :

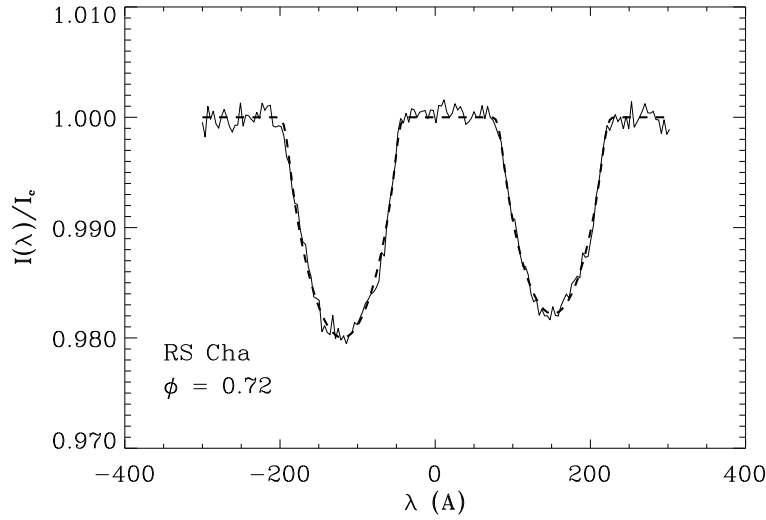


FIG. 7.7: Profil moyen de RS Cha obtenu avec la méthode LSD (en trait plein). L'ajustement par un profil de rotation convolué à une gaussienne est superposé en tirets.

$I = 1 - d_1 P_1 - d_2 P_2$, où d_1 et d_2 sont les profondeurs du profil moyen des composantes respectives 1 et 2, et P_1 et P_2 sont les profils moyens des composantes 1 et 2. La forme du profil P est équivalente à la convolution d'une gaussienne $H(v)$, reproduisant l'élargissement d'une raie par des phénomènes autres que la rotation, par un profil de rotation $G(v)$ (Gray 1992) :

$$P(v) = H * G(v) \quad (7.12)$$

où $G(v)$ dépend du paramètre d'assombrissement centre-bord ϵ et du $v \sin i$ de l'étoile et $H(v)$ dépend de la macroturbulence, de la microturbulence et de l'élargissement instrumental. On peut donc ajuster une fonction de la forme de l'Eq. 7.12 sur le profil moyen de chaque spectre, en faisant varier 6 paramètres :

- les profondeurs de chaque composante du profil d_1 et d_2 ,
- leur centroïde correspondant aux vitesses radiales v_{r1} et v_{r2} des étoiles,
- leur vitesse de rotation $v_1 \sin i_1$ et $v_2 \sin i_2$.

Un exemple du résultat de l'ajustement est superposé en tirets au profil observé sur la figure 7.7. Les $v \sin i$ de chaque étoile étant quasiment identiques (64 km.s^{-1} et 70 km.s^{-1}), la profondeur des raies nous montre que l'étoile primaire dont la raie se trouve à gauche est plus lumineuse que l'étoile secondaire dont la raie se trouve à droite. Ce résultat sera important lors de la modélisation du système binaire que nous verrons au chapitre 8.

7.4.2 Variation de la période orbitale du système

Grâce à la méthode LSD et à l'ajustement du profil obtenu, nous avons déterminé les vitesses radiales avec une erreur de seulement $0,3 \text{ km.s}^{-1}$. Nous avons utilisé les plus récentes éphémérides déterminées par Clausen & Nordström (1980) :

$$\begin{aligned} \text{Min I : HJD } 2442850,7688 &+ 1.669870 \times n \\ &\pm 3 \quad \pm 1 \end{aligned} \quad (7.13)$$

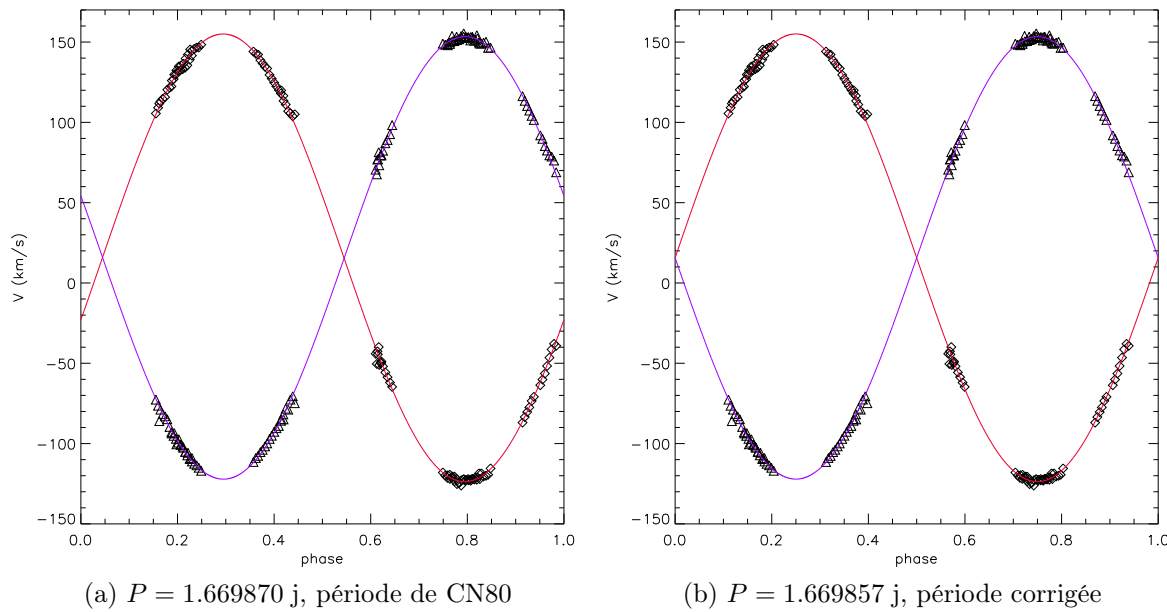


FIG. 7.8: Courbes des vitesses radiales de RS Cha : (a) en utilisant la période de CN80. On remarque un déphasage vers la droite dû à une erreur sur la période ou l'origine ϕ_0 . (b) en corrigeant la période pour rephaser la courbe. Nous aurions dû observer cette courbe si les éphémérides utilisées étaient bonnes.

pour calculer les phases de nos observations. Les éphémérides donnent les jours juliens, dans le référentiel héliocentrique, du premier minimum définis dans le paragraphe 7.12. Elles sont notées sous la forme $\text{Min I} = \phi_0 + P \times n$, où ϕ_0 est l'origine des temps du premier minimum, P est la période orbitale du système et n est un nombre entier. Les courbes des vitesses radiales en fonction du temps sont représentées sur la figure 7.8a. Les losanges représentent les vitesses radiales de l'étoile primaire et les triangles sont les vitesses radiales de la secondaire. Sachant que le système est circularisé, nous avons pu ajuster une sinusoïde aux deux courbes obtenues. Si les éphémérides utilisées pour calculer la phase de nos observations étaient bonnes, nous aurions dû trouver que les deux courbes se croisent pour les phases 0 et 0,5. Or les courbes sont décalées vers la droite. Lorsque les éphémérides utilisées sont vieilles (plus de 20 ans, dans notre cas), cette différence peut être due à une petite erreur sur la période ou sur l'origine ϕ_0 . La correction de cette erreur devrait entrer dans les barres d'erreur des éphémérides de référence. Or dans notre cas, si l'on veut corriger la courbe, il faut la décaler vers la gauche de 0,045, ce qui revient à enlever à l'origine ϕ_0 0,075 jours ou à enlever à la période $1,3 \cdot 10^{-5}$ jours. Ces variations sont nettement supérieures aux barres d'erreur des éphémérides de CN80 (eq. 7.13). On s'est donc demandé si le déplacement des courbes de vitesse radiale n'était pas dû à une réelle variation de la période orbitale du système.

Pour répondre à cette question, j'ai cherché toutes les observations de RS Cha dans la littérature et j'ai déterminé les jours juliens des premiers minima observés du système (lorsqu'ils n'étaient pas donnés) rassemblés dans le tableau 7.4. Pour chaque minimum, j'ai calculé la différence ($O - C$) entre le jour julien du minimum observé et celui du minimum calculé à partir des éphémérides de CN80, ainsi que l'incertitude sur le ($O - C$). J'ai ensuite tracé les ($O - C$) en fonction du temps, pour toutes les valeurs

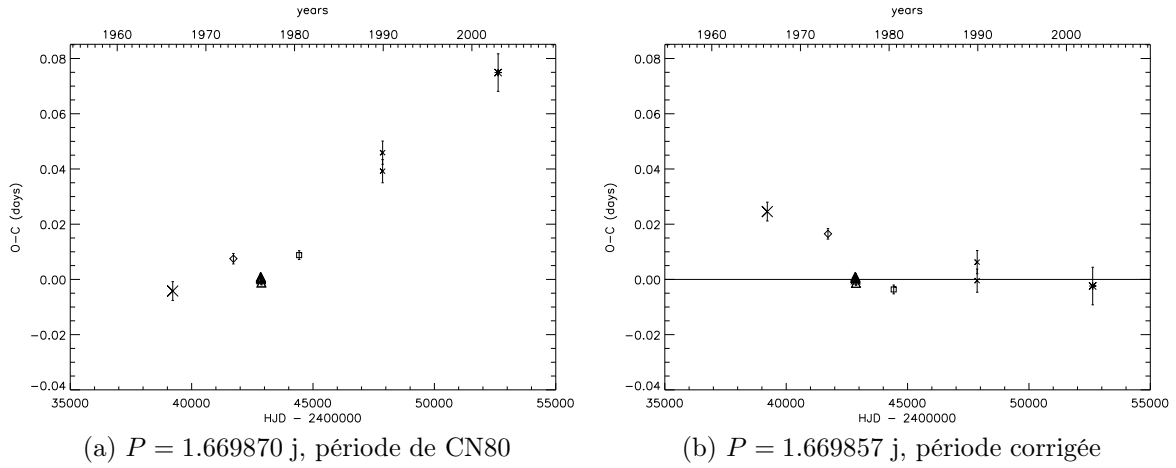


FIG. 7.9: Courbes des $(O - C)$ en fonction du temps, calculées pour deux périodes différentes. L'axe des temps est donné en bas en jours juliens dans le référentiel héliocentrique (HJD) et en années en haut. Grande croix : Jones (1969), losange : Andersen (1975), triangles : Clausen & Nordström (1980), carré : Mallama (1981), petite croix : Hipparcos, astérisque : Alecian et al. (2005). Nous n'avons pas tracé les données de Schoeffel & Kohler (1965) et de Chambliss (1967) car elles ne sont pas suffisamment précises.

dont l'incertitude est connue. La figure 7.9a montre l'allure de la courbe obtenue. Si nous pouvions faire passer une droite par tous les points à l'intérieur des barres d'erreur, alors, les différences entre les jours juliens des minima observés et calculés au cours du temps seraient dues à une mauvaise détermination de la période. Or les $(O - C)$ des observations faites entre Jones (1969) et CN80 semblent osciller autour de 0, ce qui est logique car CN80 a utilisé ses données mais aussi les données antérieures pour calculer ses éphémérides. Puis entre CN80 et nos données les $(O - C)$ augmentent considérablement. La figure 7.9b représente les $(O - C)$ des mêmes auteurs mais calculés avec une autre période. Cette période a été obtenue en supposant que la période de CN80 est fautive, et en tenant compte uniquement des observations faites entre CN80 et nous pour annuler les $(O - C)$ ($P = 1.669857$ j). Les $(O - C)$ obtenus entre CN80 et nous oscillent autour de 0, tandis qu'entre Jones (1969) et CN80 ils ont fortement chutés. Ceci montre qu'il est impossible de trouver une période qui convient à toutes les données et que la période a varié au cours du temps, d'un taux : $\Delta P/P = 7.7 \times 10^{-6}$ soit entre Jones (1969) et CN80, soit entre CN80 et nous.

Comment la période d'un système binaire a-t-elle pu varier de $1,28 \cdot 10^{-5}$ jours en un peu plus de 26 ans ? Supposons que l'orbite du système binaire est perturbée par un troisième corps autour duquel il tourne (figure 7.10). Supposons que RS Cha tourne sur une orbite circulaire, de rayon a_3 et de période P_3 , autour du troisième corps de masse M_3 . Si la période de RS Cha était restée constante, on n'aurait pas observé de déphasage sur la courbe des vitesses radiales. Or le 1^{er} minimum est arrivé trop tôt par rapport à ce que prédisent les éphémérides de CN80. Donc le déphasage $\Delta\Phi$ est interprété comme un effet Doppler et $\Delta\Phi = \frac{\Delta v}{c}$ où Δv est la variation de la vitesse radiale du système RS Cha entre 1976 et 2002. La variation de la vitesse radiale peut être au maximum égale à $\frac{2\pi a_3}{P_3}$:

$$\Delta v \leq \frac{2\pi a_3}{P_3} \quad (7.14)$$

TAB. 7.4: Jours juliens (HJD) des premiers et seconds minima. *O-C = différence entre les jours juliens du minimum observé et calculé.*

HJD-2400000	erreur	O - C	erreur	Type	Référence
38380.537		0.010		P	
38385.542		0.006		P	
38406.412		0.002		S	Schoef- fel & Kohler (1965)
38442.353		0.041		P	
38472.333		-0.037		P	
38493.232		-0.011		S	
38503.263		0.001		S	
38904.8655		-0.0005		P	
38930.7456		-0.0034		S	Cham- bliss (1967)
39136.1417		-0.0013		S	
39197.0925		-0.0007		P	
39207.9466		-0.0008		S	
39222.1371	0.0009	-0.0042	0.0034	P	
39232.9866		-0.0088		S	
39233.8314		0.0010		P	Chambliss (1967)
39263.0508		-0.0023		S	
39283.9262		0.0003		P	
39284.7658		0.0044		S	
41720.2743	0.0009	0.0075	0.0019	P	Andersen (1975)
42846.5951	0.0007	0.0010	0.0010	S	
42850.7692	0.0001	0.0004	0.0004	P	
42851.6041	0.0001	0.0004	0.0004	S	Clausen & Nordström (1980)
42855.7792	0.0001	0.0008	0.0004	P	
42861.6230	0.0003	0.0000	0.0006	S	
42870.8060	0.0001	-0.0012	0.0004	P	
42876.6507	0.0006	-0.0011	0.0009	S	
44428.8047	0.0004	0.0088	0.0016	P	Mallama (1981)
47867.0975	0.0009	0.0392	0.0042	P	Hipparcos
47867.1042	0.0009	0.0459	0.0042	S	
52626.2627	0.0006	0.0749	0.0068	P	Alecian et al. (2005)

En utilisant la troisième loi de Kepler :

$$\frac{a_3^3}{P_3^2} = \frac{G(M_1 + M_2 + M_3)}{4\pi^2} \quad (7.15)$$

et en posant que la période orbitale du système triple est supérieure à 26 ans, on trouve une limite inférieure gigantesque de la masse du troisième corps égale à $\sim 10^8 M_\odot$. Donc la variation de la période orbitale de RS Cha observée depuis ces derniers 26 ans n'est pas due à un troisième corps. L'origine de cette variation reste encore inconnue. Des observations supplémentaires sont requises pour la confirmer et l'analyser plus en détails.

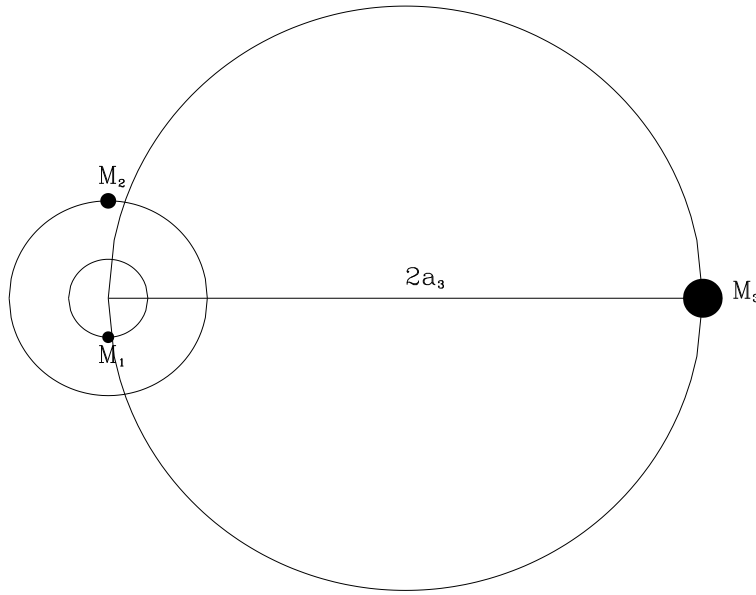


FIG. 7.10: Schéma d'un système triple

7.4.3 Mise en évidence d'oscillations de type δ -Scuti

La présence d'oscillations dans une ou dans les deux composantes de RS Cha a longtemps été soupçonnée. Andersen (1975) mentionne des traces de variabilité des résidus des vitesses radiales de l'étoile primaire qui peuvent être interprétées comme des oscillations de type δ -Scuti. McNally & Austin (1977) ont observé le système binaire sur une nuit et ont constaté des variations photométriques de l'étoile sur une courte échelle de temps qu'ils ont interprétées comme étant des oscillations de type δ -Scuti, mais ils n'étaient pas en mesure de préciser si elles avaient lieu dans une seule des composantes ou dans les deux. Ils ont mesuré une période comprise entre 0,074 et 0,097 jours, soit entre 1,8 et 2,3 heures. Marconi & Palla (1998) ont calculé la bande d'instabilité théorique des étoiles pre-séquence principale dans le diagramme HR, représentée par une surface hachurée sur la figure 7.11. Palla & Stahler (2001) utilisèrent cette bande d'instabilité pour montrer que l'étoile secondaire devrait être pulsante. Cependant les calculs de Marconi & Palla (1998) ne prennent en compte que les trois premières harmoniques des oscillations radiales. La bande d'instabilité des modes non-radiaux est plus large et RS Cha se situe dans cette région, permettant ainsi à la composante primaire d'être elle aussi théoriquement une PMS δ -Scuti.

Nous avons montré grâce aux observations d'Afrique du Sud que les deux composantes de RS Cha sont pulsantes, de la façon suivante. Reprenons la courbe des vitesses radiales de la section précédente, rephasée telle que la phase du premier minimum soit égale à 0 (figure 7.8b). L'ajustement des données, par une sinusoïde de période égale à celle de CN80, est tracé en trait plein. Nous avons calculé les résidus des deux courbes, c'est-à-dire les valeurs observées des vitesses radiales moins les valeurs calculées de la sinusoïde, puis nous les avons tracés en fonction du temps. La figure 7.12 montre l'allure des résidus en fonction du temps pour chaque nuit d'observation. L'erreur sur les vitesses radiales de l'ordre de 0.3 km.s^{-1} est représentée en bas de la figure, dans le dernier rectangle. Les variations observées pour la plupart des nuits ne sont donc

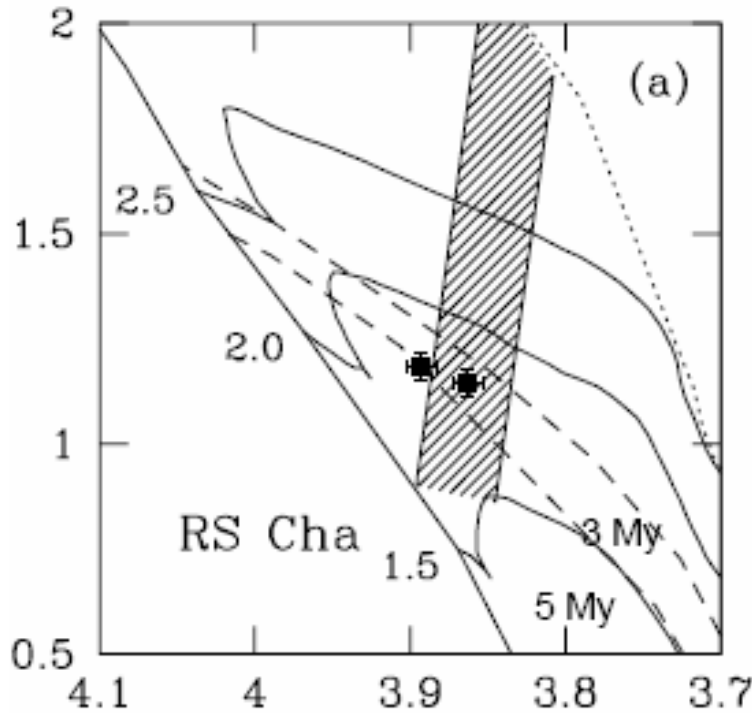


FIG. 7.11: Bande d'instabilité théorique (région hachurée) des étoiles PMS dans le diagramme HR calculée par Marconi & Palla (1998). Les deux carrés remplis représentent les positions des deux étoiles de RS Cha. On remarque qu'une seule des deux est dans la bande d'instabilité. Les lignes en trait plein représentent les trajets évolutifs d'étoiles PMS dans le diagramme HR, les lignes en tirets sont des isochrones, la ligne en pointillés représente la birthline et la ligne en trait plein sur laquelle aboutissent les trajets évolutifs représente la ZAMS.

pas dues au bruit. Ce sont des variations réelles qui pour certaines semblent être périodiques avec une période d'environ 1 h pour les deux composantes et d'amplitude totale comprise entre 3 et 4 km.s⁻¹. L'ordre de grandeur de cette période est typique des périodes observées dans les δ -Scuti. Nous confirmons donc que les deux étoiles sont pulsantes. Cependant nos observations ne couvrent pas une échelle de temps suffisante pour déterminer précisément les modes et les périodes associées. Des observations supplémentaires, couvrant plusieurs périodes et prises de manière régulière avec des intervalles de temps entre chaque pose assez courts, sont requises pour déterminer les modes et les périodes nécessaires à une étude sonique des deux étoiles. Ceci nécessite un suivi multi-site régulier et sur une grande échelle de temps.

7.4.4 Redétermination des masses et rayons des composantes du système

La détermination la plus récente des masses et des rayons des deux composantes de RS Cha date d'Andersen (1975), qui les avait mesurés à partir d'observations spectroscopiques et de mesures des amplitudes des vitesses radiales, K_1 et K_2 , des deux étoiles. La courbe des vitesses radiales de la figure 7.8b nous fournit de nouvelles valeurs de K_1 et K_2 . La dispersion des résidus calculée à partir de l'ajustement des deux courbes est de 1.9 km.s⁻¹, dominée par la présence d'oscillations décrites dans la section précédente. La précision sur la détermination de K_1 et K_2 devrait donc être limitée par

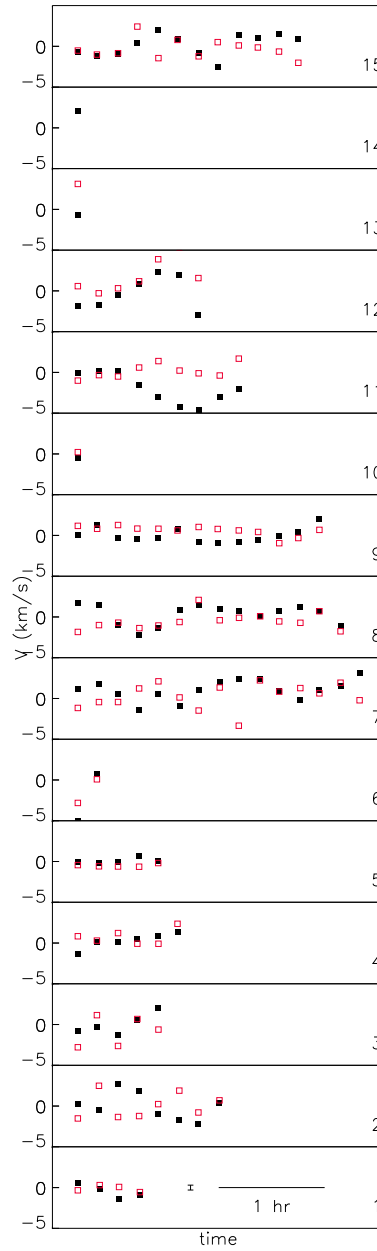


FIG. 7.12: Résidus des courbes des vitesses radiales de la figure 7.8b en fonction du temps pour les 15 nuits d'observation. Les carrés remplis appartiennent à la composante 1 et les carrés ouverts appartiennent à la composante 2. L'échelle de temps et la barre d'erreur en vitesse sont représentées par des barres horizontale et verticale dans le rectangle du bas.

ces pulsations. Or la quantité de données utilisées pour cette mesure est suffisamment grande pour limiter l'effet des oscillations et obtenir une meilleure précision qu'Ander- sen (1975) (Tableau 7.5). En utilisant les équations 7.3 et 7.4, ainsi que la mesure de l'inclinaison i de CN80, nous avons recalculé les masses et rayons des deux composantes de RS Cha. Le tableau 7.5 rassemble tous les paramètres fondamentaux du système, utilisés par la suite.

TAB. 7.5: Paramètres fondamentaux de RS Cha adoptés pour la mesure de la métallicité. Références : 1 : Alecian et al. (2005), 2 : Ribas et al. (2000), 3 : Clausen & Nordström (1980), 4 : Mamajek et al. (2000); γ : vitesse radiale du système. Ils sont comparés aux paramètres obtenus par Andersen (1975)

	Nous			Andersen 1975	
	Comp. 1	Comp. 2	Références	Comp. 1	Comp. 2
K (km.s ⁻¹)	137.8±0.2	139.4±0.2	1	136.1±0.6	138.9±0.5
M/M_{\odot}	1.89±0.01	1.87±0.01	1	1.861±0.018	1.824±0.018
R/R_{\odot}	2.15 ± 0.06	2.36 ± 0.06	1	2.14 ± 0.09	2.42 ± 0.09
$\log(T_{\text{eff}})$ (K)	3.883 ± 0.010	3.859 ± 0.010	2	3.90 ± 0.01	3.87 ± 0.01
$\log(g)$ (cm.s ⁻²)	4.05 ± 0.06	3.96 ± 0.06	$g = MG/R^2$	4.05 ± 0.04	3.93 ± 0.03
$\log(L/L_{\odot})$	1.15 ± 0.09	1.13 ± 0.09	$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$	1.20 ± 0.06	1.21 ± 0.06
$a \sin i$ (R_{\odot})	9.14 ± 0.01		1	9.07 ± 0.03	
i (°)	83.4 ± 0.3		3		
γ (km.s ⁻¹)	15.7 ± 0.2		1	15.9 ± 0.5	
distance (pc)	97		4	100 ± 5	

7.5 Mesure de la métallicité

7.5.1 Définitions de la métallicité

Il existe deux définitions différentes de la métallicité suivant que l'on parle d'abondances en nombre ou en masse des éléments chimiques constituant l'étoile. Si l'on parle d'abondances en nombre, on note la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ qui est une notation simplifiée de :

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log \frac{(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{*}}{(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\odot}} \quad (7.16)$$

où N_{Fe} et N_{H} sont les densités d'atomes et d'ions de fer et d'hydrogène, et les indices * et \odot font respectivement référence à l'étoile étudiée et au soleil. Le fer est pris comme référence, mais n'importe quel autre métal peut aussi servir de référence.

Dans notre cas, cette définition suppose implicitement que les rapports d'abondance des métaux entre eux sont égaux à ceux du soleil, c'est-à-dire qu'un élément i , différent de l'hydrogène et l'hélium a une abondance N_i , par rapport à l'élément de référence, telle que

$$\frac{N_i}{N_{\text{Fe}}} = \left(\frac{N_i}{N_{\text{Fe}}} \right)_{\odot} \quad (7.17)$$

En supposant que $\frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{tot}}} = \left(\frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{tot}}} \right)_{\odot}$, on peut remonter aux abondances en nombre N_i de chaque élément i , par rapport au nombre total N_{tot} d'atomes dans l'étoile :

$$\log \left(\frac{N_i}{N_{\text{tot}}} \right) = \log \left(\frac{N_i}{N_{\text{tot}}} \right)_{\odot} + [\text{Fe}/\text{H}] \quad (7.18)$$

Si maintenant on parle d'abondance des métaux en masse, on utilise la définition de la fraction massique des métaux dans l'étoile, notée Z telle que :

$$Z = \frac{\sum_{\text{métaux}} \mu_i N_i}{\sum_{\text{métaux}} \mu_i N_i + \mu_{\text{He}} N_{\text{He}} + \mu_{\text{H}} N_{\text{H}}} \quad (7.19)$$

où μ_i est la masse de l'atome i . On définit de la même manière les fractions massiques X et Y d'hydrogène et d'hélium telles que :

$$X = \frac{\mu_{\text{H}} N_{\text{H}}}{\sum_{\text{métaux}} \mu_i N_i + \mu_{\text{He}} N_{\text{He}} + \mu_{\text{H}} N_{\text{H}}} \quad (7.20)$$

$$Y = \frac{\mu_{\text{He}} N_{\text{He}}}{\sum_{\text{métaux}} \mu_i N_i + \mu_{\text{He}} N_{\text{He}} + \mu_{\text{H}} N_{\text{H}}} \quad (7.21)$$

vérifiant la relation $X + Y + Z = 1$. En faisant la même hypothèse 7.17, on peut trouver une relation entre $[\text{Fe}/\text{H}]$ et (Z/X) :

$$\log \frac{Z}{X} = \log \left(\frac{Z}{X} \right)_{\odot} + [\text{Fe}/\text{H}] \quad (7.22)$$

Pour trouver Z , on peut soit calculer le nombre d'atomes de chaque élément en utilisant l'équation 7.18 qui suppose $\frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{tot}}} = \left(\frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{tot}}} \right)_{\odot}$, soit faire une hypothèse sur X ou Y .

Dans la suite du chapitre, je préciserai le type de métallicité choisie. Notons quand même que donner une métallicité sous la forme $[\text{Fe}/\text{H}]$ nécessite moins d'hypothèses que pour une métallicité en masse Z .

7.5.2 Calcul d'un spectre synthétique d'une étoile double

Différentes méthodes existent pour la mesure de la métallicité d'une étoile. Elles passent cependant toutes par le calcul d'un spectre synthétique de l'objet dans le but de caractériser les raies du spectre observé.

Les outils nécessaires au calcul d'un spectre synthétique d'une étoile sont :

- une loi $T(\tau)$ de température variant avec la profondeur optique dans une atmosphère stellaire,
- une liste de raies produites dans cette atmosphère,
- et un code de transfert radiatif qui calcule le spectre synthétique à partir du modèle de l'atmosphère de l'étoile et de la liste de raies.

Pour calculer des modèles d'atmosphère, nous avons utilisé le code ATLAS 9 de Kurucz (1993) qui est basé sur 4 hypothèses fondamentales :

- l'équilibre hydrostatique : le gradient de pression est équilibré avec la gravité,
- l'équilibre radiatif : il y a autant de flux reçu que de flux émis en chaque point de l'atmosphère,
- l'équilibre thermodynamique local (ETL) : la fonction source est égale à la fonction de Planck à la température du milieu local,
- la géométrie plan-parallèle,

La première hypothèse, l'équilibre hydrostatique, est justifiée pour toute étoile de la séquence principale. Dans le cas d'une étoile PMS, elle est encore en train de se contracter. Cependant, elle est dans un stade où la contraction est quasi-statique. C'est-à-dire, sur une échelle de temps courte devant la durée de la phase PMS, le rayon de l'étoile ne change pas. Donc pendant la durée des observations de RS Cha, on peut dire que la première hypothèse est justifiée. L'équilibre radiatif est une hypothèse qui est tout à fait valable dans l'atmosphère d'une étoile. Cette hypothèse veut dire que non seulement tout rayonnement sortant de la photosphère de l'étoile est entièrement émis dans

l'univers et qu'en traversant l'atmosphère il n'y a pas de perte de flux, mais en plus qu'il n'y a pas d'autre source d'énergie que le rayonnement. Une condition suffisante pour que l'ETL soit réalisé est que la densité du milieu soit grande. L'excitation des atomes est alors uniquement gouvernée par les collisions. On suppose donc que la raie se forme suffisamment profondément dans l'atmosphère, à un endroit où la densité est grande et où l'épaisseur optique vaut environ 1. On définit ainsi la profondeur de formation de la raie. Enfin, la géométrie plan-parallèle suppose que l'épaisseur de l'atmosphère est très petite devant le rayon de l'étoile. Cette hypothèse n'est pas forcément vérifiée pour les étoiles PMS qui possèdent un fort vent stellaire et qui allongent ainsi leur atmosphère jusqu'à des distances de l'ordre de grandeur du rayon de l'étoile. Cependant, cette particularité des étoiles PMS ne va pas nous déranger car on n'étudie que la région de formation des raies de l'atmosphère, qui est une région dense et très étroite par rapport au rayon de l'étoile, où les approximations ETL et géométrie plan-parallèle sont vérifiées.

La liste des raies utilisée pour calculer le spectre synthétique provient de la base de données VALD¹ (Vienna Atomic Line Database). Elle rassemble les informations de toutes les raies publiées dans la littérature. Les informations principales obtenues par cette base de données sur une raie (élément+ionisation+longueur d'onde au repos) sont :

- le potentiel d'ionisation χ_{exc} ,
- le $\log(gf)$: g étant le poids statistique et f la force d'oscillateur,
- les facteurs d'amortissement de rayonnement, de l'effet Stark, et de l'effet Van der Waals,
- le facteur de Landé.

Ces grandeurs sont obtenues expérimentalement ou bien sont calculées à partir de la mécanique quantique, ou encore sont déterminées observationnellement pour certains éléments (Ryabchikova et al. 1999). La profondeur centrale des raies est calculée en fonction de la température effective de l'étoile, de sa gravité et de la métallicité de l'étoile. L'accès à cette base de données se fait via le site web de VALD. Différentes formes de demande existent et, suivant les informations données, la base de données nous renvoie une raie ou une liste de raies accompagnée de leurs grandeurs caractéristiques énumérées ci-dessus. Parmi elles nous pouvons demander la liste de raies produites par une étoile de température effective T_{eff} et de gravité g , en spécifiant l'intervalle de longueur d'onde désiré et la vitesse de turbulence microscopique de la région de formation des raies que l'on suppose.

A partir de cette liste et du modèle d'atmosphère de Kurucz, nous avons calculé le spectre synthétique de chaque étoile en utilisant le code SYNTH de Piskunov (1992). Ce code calcule en chaque point de l'atmosphère les coefficients d'opacité dans le continu et dans les raies à l'aide de la loi $T(\tau)$ de Kurucz et de la liste de raies de VALD. Il calcule le flux radiatif à chaque longueur d'onde en résolvant les équations de transfert, et détermine en même temps le coefficient d'assombrissement centre-bord (ϵ) à partir de l'expression conventionnelle de l'intensité I en un point M à la surface de l'étoile :

$$I = I_0(1 - \epsilon + \epsilon \cos \theta) \quad (7.23)$$

où I_0 est l'intensité du continu et θ est l'angle entre la ligne de visée et la perpendiculaire à la surface au point M.

¹<http://www.astro.univie.ac.at/vald/>

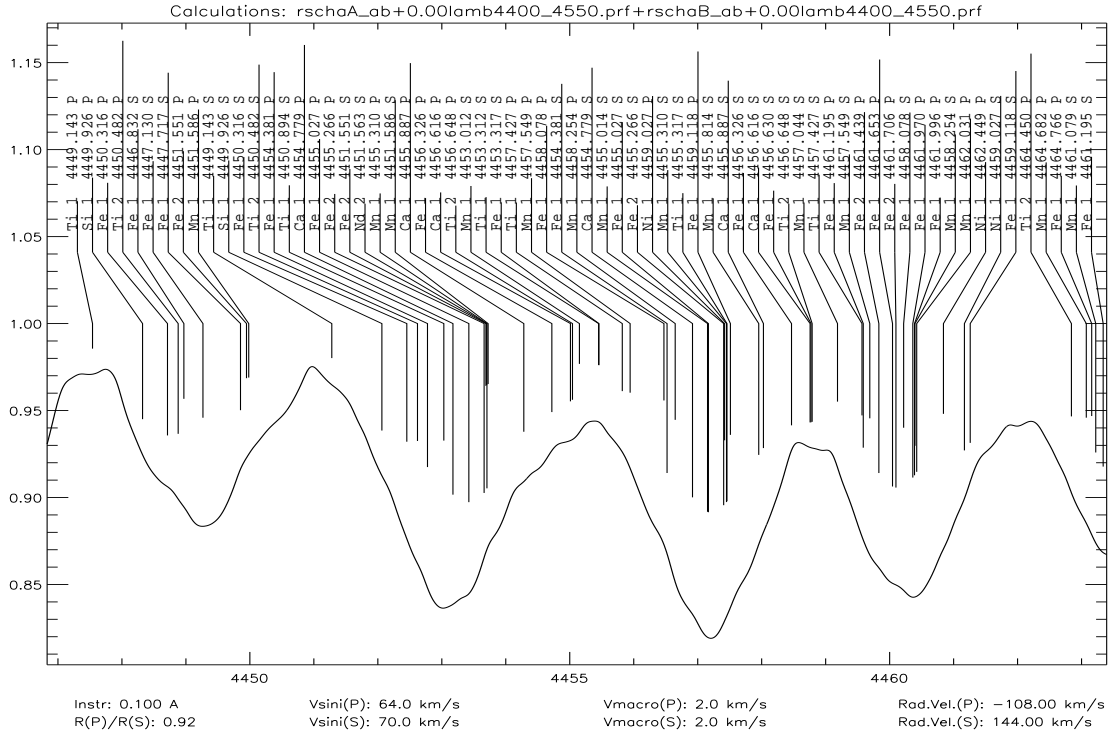


FIG. 7.13: Morceau du spectre synthétique du système double RS Cha obtenu avec BINMAG1. Les traits verticaux représentent la position de chaque raie citée dans la partie haute du graphique. Les lettres P et S inscrites à côté de la longueur d'onde de la raie font référence aux composantes 1 et 2 du système. On remarque que les quatre raies résultant de l'élargissement du spectre par la rotation sont fortement blendées.

Ayant calculé le spectre synthétique de chaque étoile séparément, il faut calculer le spectre synthétique de l'étoile double. Dans ce but j'ai fait appel à Oleg Kochukhov (communication privée) qui a codé le programme BINMAG1 en s'inspirant du code ROTATE de Piskunov (1992), code qui calcule le spectre d'une étoile simple. Ce programme a besoin en entrée des deux spectres synthétiques non élargis calculés avec SYNTH, des $v \sin i$ de chaque étoile, de leur vitesse radiale, de la résolution de l'instrument et du rapport des rayons des deux étoiles : R_1/R_2 . Le spectre d'une étoile double est calculé de la façon suivante :

$$I = \frac{L_1 + L_2}{L_{c1} + L_{c2}} = \frac{\frac{L_{c1}}{L_{c2}} \frac{L_1}{L_{c1}} + \frac{L_2}{L_{c2}}}{\frac{L_{c1}}{L_{c2}} + 1} \quad (7.24)$$

où L_1 et L_2 sont les luminosités des étoiles et L_{c1} et L_{c2} sont les continus de chaque étoile. Or le code SYNTH nous fournit les spectres normalisés de chaque étoile et les valeurs du flux continu du côté bleu F_B et rouge F_R du domaine de longueur d'onde du spectre. Pour retrouver le flux non normalisé de chaque étoile, le code BINMAG1 fait une interpolation linéaire sur le domaine de longueur d'onde du spectre en utilisant les deux valeurs extrêmes F_B et F_R et calcule ainsi pour chaque longueur d'onde les flux continus F_{c1} et F_{c2} émis par chaque étoile. Pour remonter aux luminosités il utilise le rapport des rayons observés tel que : $\frac{L_{c1}}{L_{c2}} = \frac{F_{c1}}{F_{c2}} \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2$. Le spectre synthétique d'une étoile double ne peut donc pas être calculé sur un grand domaine de longueur d'onde

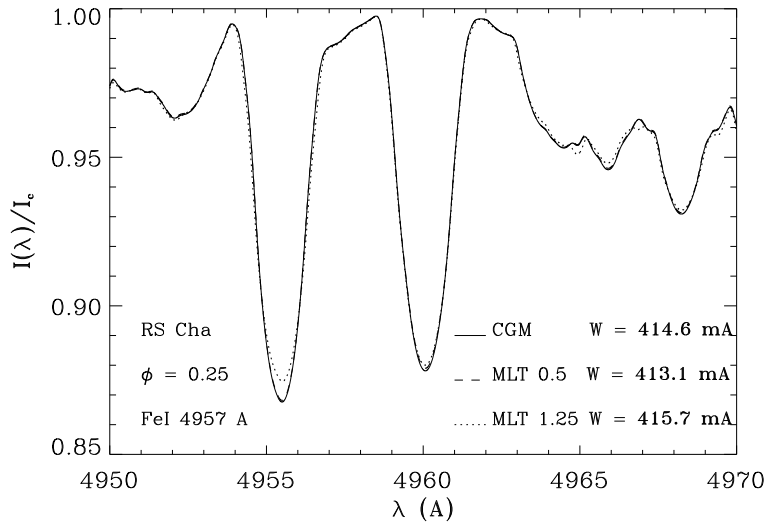


FIG. 7.14: Variation d'un profil de raie synthétique en fonction du traitement de la convection. Le profil en trait plein a été calculé en utilisant la convection CGM de Canuto et al. (1996). Les deux autres profils ont été obtenus en utilisant la théorie de la longueur de mélange (MLT) de paramètre $\alpha = 0.5$ en tirets, et $\alpha = 1.25$ en pointillés. Les largeurs équivalente W de la raie sont indiquées en bas à droite pour chaque cas.

et la largeur du domaine spectral ne doit pas dépasser 100 Å. Une partie du spectre synthétique de RS Cha est représenté sur la figure 7.13.

7.5.3 Le traitement de la convection

L'une des incertitudes inhérente à la modélisation de l'atmosphère est le traitement de la convection, qui peut avoir une influence sur la profondeur des raies. Nous avons alors comparé les spectres obtenus en utilisant trois traitements de convection différents. Les deux premiers modèles sont la théorie de la longueur de mélange avec deux longueurs de mélanges différentes : $\alpha = 0.5$ ou $\alpha = 1.25$. Le troisième utilise le modèle de convection de Canuto et al. (1996), nommé CGM qui est un modèle un peu plus raffiné que la longueur de mélange. Nous avons trouvé très peu de différences entre les trois modèles. La figure 7.14 représente le profil synthétique d'une raie de RS Cha, pour les trois traitements de convection. Les modèles CGM et $\alpha = 0.5$ se superposent parfaitement, alors que le modèle $\alpha = 1.25$ se distingue légèrement des deux autres. Les largeurs équivalentes mesurées de ces raies sont très proches et les différences observées entre elles sont négligeables devant l'incertitude des largeurs équivalentes mesurées sur les spectres observés (cf. tableau 7.6). Le choix du traitement de la convection n'aura donc aucune influence sur la détermination finale de la métallicité de notre système et, suivant Heiter et al. (2002), nous avons utilisé le modèle $\alpha = 0.5$ lors du calcul de nos spectres synthétiques.

7.5.4 Vérification des $\log(gf)$ des raies étudiées

Les $\log(gf)$ des raies tabulées dans la base de données VALD - utilisée pour le spectre synthétique - doivent être sérieusement vérifiées, car elles sont fondamentales dans notre étude. Une erreur dans la valeur du $\log(gf)$ entraîne une erreur dans la

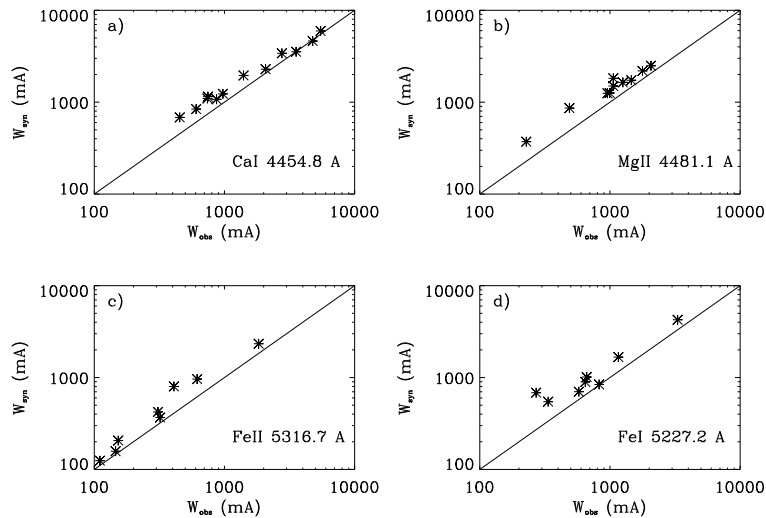


FIG. 7.15: Vérification des $\log(gf)$ de certaines raies choisies : a) *CaI* 4454.8 Å ; b) *MgII* 4481.1 Å ; c) *FeII* 5316.7 Å ; d) 5227.2 Å. Pour chacune de ces raies blendées, nous avons identifié toutes les raies de la blende et nous avons tracé leur largeur équivalente mesurée sur un spectre solaire en fonction de la largeur équivalente synthétique. Le trait oblique représente la bissectrice du graphique.

mesure de la largeur équivalente synthétique et donc une erreur dans la mesure de la métallicité. Dans ce but nous avons calculé un spectre synthétique du soleil de la façon décrite dans la section précédente et nous l'avons comparé à un spectre de très haute résolution et bien calibré (Kurucz et al. 1984). Nous avons mesuré, dans les deux spectres, les largeurs équivalentes de toutes les raies appartenant aux blends des raies spectrales choisies pour la mesure de la métallicité de RS Cha (cf. paragraphe 7.5.5). En traçant les largeurs équivalentes synthétiques et celles observées, nous remarquons, quelle que soit la région spectrale, que tous les points se trouvent au-dessus de la bissectrice, indiquant un biais observationnel (cf. figure 7.15). Ce biais est par exemple créé par la lumière diffusée à l'intérieur de l'instrument utilisé pour obtenir le spectre solaire. Cette lumière ressemble à un continu que l'on rajoute au spectre, ayant pour effet de remplir les raies et donc de diminuer les largeurs équivalentes réelles. On obtient donc des largeurs équivalentes synthétiques plus grandes que celles observées. Les $\log(gf)$ ne peuvent donc pas être vérifiées de cette façon. Cependant on ne constate pas de forts écarts par rapport à une parallèle à la diagonale, donc les écarts observés ne sont dus qu'à cet effet de biais. Par conséquent aucune modification des $\log(gf)$ n'est à prévoir.

7.5.5 Choix des spectres et des raies spectrales

Afin de vérifier la pertinence de nos modèles d'atmosphère, j'ai sélectionné un certain nombre de raies en essayant de minimiser les blends et en choisissant des potentiels d'excitation et des états d'ionisation différents de la raie dominante. J'ai d'autre part sélectionné les raies se trouvant dans une région du spectre où le rapport S/N est suffisamment élevé pour que la raie soit clairement distincte du bruit. Ceci m'a contraint à rester à des longueurs d'onde inférieures à 5400 Å, longueur d'onde à partir de laquelle le rapport S/N est faible et où les raies sont noyées dans le bruit.

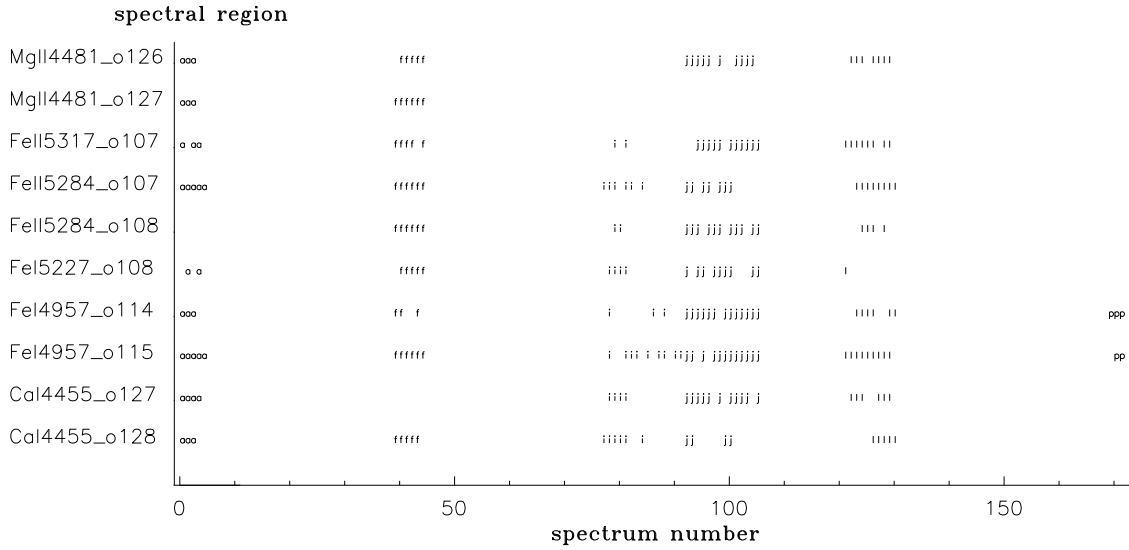


FIG. 7.16: Liste des spectres par raie utilisés pour la mesure de la métallicité. Les lettres font référence à la période d'observation donnée dans le tableau 7.3. L'axe horizontal définit le numéro du spectre utilisé sur les 174 spectres observés.

Ces contraintes conduisent finalement à la sélection de 6 raies spectrales, dont certaines sont visibles dans deux ordres successifs. Nous avons alors étudié ces deux raies indépendamment l'une de l'autre, montant à 10 le nombre de raies utilisées pour la mesure de la métallicité. Cette liste, ainsi que les caractéristiques des raies, sont détaillées dans le tableau 7.6.

Tout au long de la phase de rotation, les raies des deux étoiles se déplacent suivant les longueurs d'onde dans le spectre en s'éloignant ou en se rapprochant l'une de l'autre, jusqu'à se superposer partiellement ou totalement lors d'éclipses. En utilisant la géométrie de l'orbite déterminée par CN80 et les éphémérides déterminées à la section 7.4.2, nous avons identifié les spectres observés pendant une éclipse et nous les avons rejetés de notre analyse, car ils ne peuvent pas être comparés au spectre synthétique calculé par BINMAG1. En effet, pendant une éclipse, une partie de la surface d'une des étoiles est cachée. Donc sa luminosité ne nous parvient pas totalement. Or BINMAG1 ajoute la totalité des luminosités des deux étoiles quelle que soit la phase et ne prend pas en compte la perte de luminosité de l'étoile éclipsée. Nous avons d'autre part sélectionné uniquement les spectres à fort rapport S/N. Cette sélection nous donne une liste de seulement 25 spectres sur la totalité des 174 spectres observés. La liste des spectres étudiés par raie est représentée sur la figure 7.16.

Toutes ces difficultés dues à la binarité, nous amènent finalement à une liste réduite de spectres utilisables comparée à la quantité de spectres. Ces difficultés peuvent être contournées en séparant les spectres des deux étoiles par une méthode de déconvolution : c'est le principe du code KOREL (Hadrava 1995). Nous avons envisagé cette solution, en collaboration avec Yves Frémat, afin d'agrandir le nombre de spectres. Le travail est en cours.

TAB. 7.6: Largeurs équivalentes des raies choisies. *Les barres d'erreur ont été obtenues en calculant la dispersion des largeurs équivalentes mesurées sur les 25 spectres choisis.*

λ (Å)	Ion	Order	$W_{\lambda P}$ (mÅ)	$W_{\lambda S}$ (mÅ)
4957.6	FeI	115	356 ± 32	421 ± 26
		114	365 ± 34	415 ± 16
5316.6	FeII	106	302 ± 27	322 ± 31
4481.1	MgII	127	597 ± 14	487 ± 27
		126	526 ± 79	536 ± 21
5227.2	FeI	108	322 ± 30	331 ± 27
4454.8	CaI	128	533 ± 95	510 ± 114
		127	462 ± 107	562 ± 74
5284.1	FeII	108	247 ± 34	287 ± 23
		107	252 ± 42	304 ± 17

7.5.6 Mesure des largeurs équivalentes

La mesure des largeurs équivalentes des raies ne nous permet pas, dans le cas de RS Cha, de déterminer l'abondance de l'élément. Par contre lorsque l'on cherche à ajuster un spectre synthétique sur un spectre observé, la différence entre la largeur équivalente observée et celle calculée est une bonne indication pour déterminer de quelle quantité doit on varier la métallicité du spectre synthétique pour le superposer au spectre observé.

Nous avons donc mesuré les largeurs équivalentes des raies du tableau 7.6 de la façon suivante. Nous avons ajusté la somme de deux produits de convolution d'une gaussienne de largeur instrumentale et d'un profil de rotation à la raie observée, de façon similaire au profil moyen de la section 7.4.1. Sur le profil synthétique obtenu, nous avons mesuré la largeur équivalente totale de la raie W_{λ} , ainsi que les largeurs équivalentes partielles $W'_{\lambda 1}$ et $W'_{\lambda 2}$, définies au paragraphe 7.1.1. En utilisant les équations 7.6 et 7.7 nous avons calculé les largeurs équivalentes $W_{\lambda 1}$ et $W_{\lambda 2}$ de la raie λ de chaque étoile. Le tableau 7.6 rassemble les valeurs obtenues.

7.5.7 Choix de la méthode de mesure de la métallicité

Dans le cas d'une étoile simple dont le $v \sin i$ est faible ($< 40 \text{ km.s}^{-1}$), la méthode couramment utilisée pour mesurer des abondances stellaires est la courbe de croissance. Cette méthode consiste à sélectionner un nombre significatif de raies d'un même élément et de mesurer leur largeur équivalente. La courbe de croissance est la courbe qui décrit les variations de largeur équivalente d'une raie donnée en fonction de l'abondance de l'élément. Sur la figure 7.17 sont représentés différents profils de raies obtenus en faisant varier l'abondance. Lorsque l'abondance est faible, la profondeur de la raie est faible, ainsi que sa largeur équivalente. L'élargissement est dominé par l'élargissement Doppler dû à l'énergie thermique des atomes et les ailes de la raie formées principalement par les collisions sont très faibles. On augmente l'abondance, ce qui a pour effet d'augmenter le nombre d'absorbants du milieu et la profondeur de la raie augmente ainsi que sa largeur équivalente, en gardant toujours un même profil Doppler. On augmente à nouveau l'abondance jusqu'à ce que tous les photons qui peuvent être absorbés le soient, et aussi

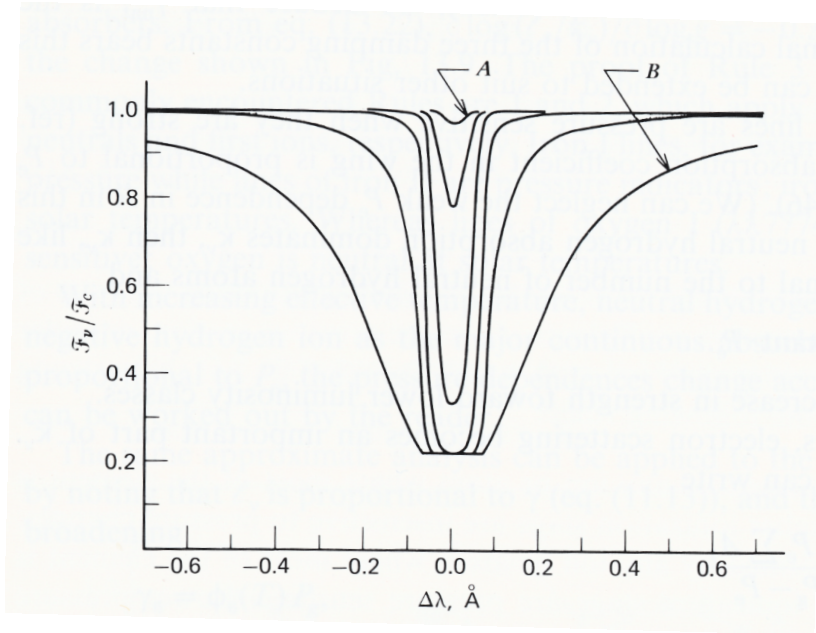


FIG. 7.17: Schéma de la variation d'un profil de raie en fonction de l'abondance. Le profil *A* est dessiné pour une raie non saturée, alors que le profil *B* représente une raie saturée.

longtemps que les ailes de la raie sont transparentes au rayonnement, l'augmentation du nombre d'absorbants ne fait que très légèrement augmenter la largeur équivalente de la raie qui est dite saturée. En augmentant à nouveau le nombre d'absorbant, les collisions augmentent et les ailes de la raie ne sont plus transparentes au rayonnement. La largeur équivalente augmente à nouveau et les ailes de la raie s'élargissent.

On peut montrer que lorsque la raie n'est pas saturée, la largeur équivalente est proportionnelle à l'abondance de l'élément Gray (1992) :

$$\log \left(\frac{W}{\lambda} \right) \approx \log(gf\lambda\Gamma) + \log(N_i) \quad (7.25)$$

où λ est la longueur d'onde de la raie, g est le poids statistique du niveau inférieur de la transition à l'origine de la raie, f est la force d'oscillateur de la raie, Γ est le facteur d'amortissement et N_i le nombre d'atomes absorbant. Lorsque la raie arrive à saturation, la courbe de croissance croît asymptotiquement vers une constante. Cela se traduit par un palier comme représenté sur la figure 7.18. Enfin, lors de la troisième phase, la constante d'amortissement qui apparaît entraîne un ralentissement de la courbe de croissance et on peut montrer que (Gray 1992) :

$$\frac{W}{\lambda} \propto N^{1/2} \quad (7.26)$$

La courbe de croissance a toujours la même forme que sur la figure 7.18 quel que soit l'étoile et quel que soit la raie. D'autre part, pour une même raie et une même étoile, la première phase de la courbe est indépendante du modèle, par contre lorsqu'on arrive à saturation, la courbe devient dépendante de la microturbulence. Le coude de la saturation a des positions différentes suivant la valeur de la microturbulence. Ce qui a pour effet de décaler les courbes verticalement. On peut donc utiliser cette courbe pour

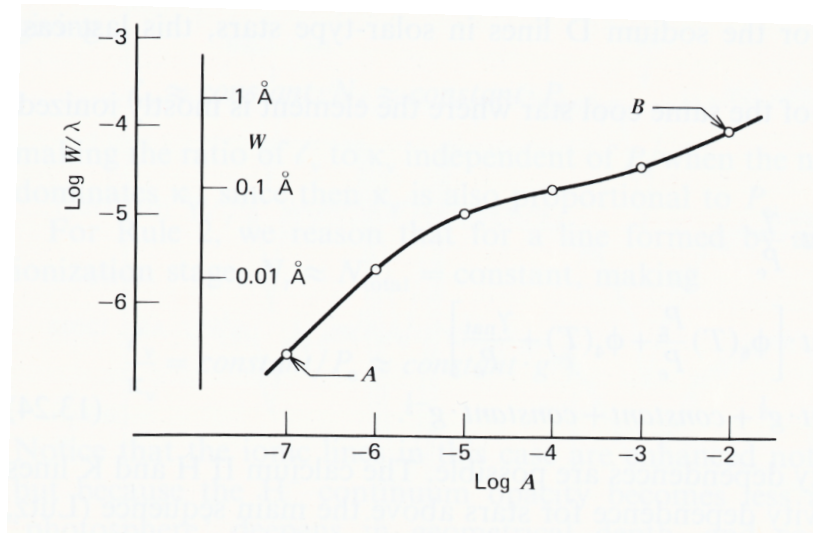


FIG. 7.18: Schéma d'une courbe de croissance : $\log(W/\lambda) = f(\log A)$, où A est l'abondance de l'élément. Les points A et B indiqués sur le graphique font référence aux profils A et B de la figure 7.17.

mesurer l'abondance d'un milieu, mais seulement en choisissant des raies non-saturées, afin de rester dans le régime linéaire de la courbe de croissance avec l'abondance du milieu.

En pratique, nous ne pouvons construire cette courbe de croissance lors de l'étude d'une étoile, car l'abondance de l'élément est unique et ne varie pas. Par contre nous pouvons mesurer la largeur équivalente de plusieurs raies d'un même élément et tracer $\log\left(\frac{W}{\lambda}\right)$ en fonction de $\log(gf\lambda\Gamma)$. D'après l'équation 7.25, on obtient une droite de pente 1 et l'ordonnée à l'origine est presque égale au logarithme de l'abondance de l'élément.

Cette méthode est valable si les raies choisies, ne sont pas blendées. Lorsque l'élargissement des raies - qui est dominé par la rotation de l'étoile - est grand, la largeur des raies devient supérieure à la distance entre chaque raie sur le spectre ; les raies se chevauchent et forment ce qu'on appelle des blends. La figure 7.13 illustre ce phénomène. Dans ce cas, les raies observées sur un spectre ne sont pas produites par une seule transition mais par plusieurs qui, le plus souvent, sont des transitions dans des atomes de nature différente. Dans ce cas, la largeur équivalente de la raie mesurée ne peut pas nous renseigner sur l'abondance d'un élément.

Je n'ai donc pas pu appliquer cette méthode dans le cas de RS Cha car la majorité des raies sont blendées et que les blends varient en fonction de la phase. Nous avons alors choisi de comparer directement le spectre observé et le spectre synthétique de certaines raies spectrales, soigneusement sélectionnées, en faisant varier la métallicité de l'étoile jusqu'à ce que le profil synthétique s'ajuste bien avec le profil observé, tout en vérifiant que les largeurs équivalentes observées et synthétiques sont identiques. Cette méthode ne nous permet pas de mesurer les abondances individuelles du système mais elle est efficace quant à la mesure de la métallicité globale du système.

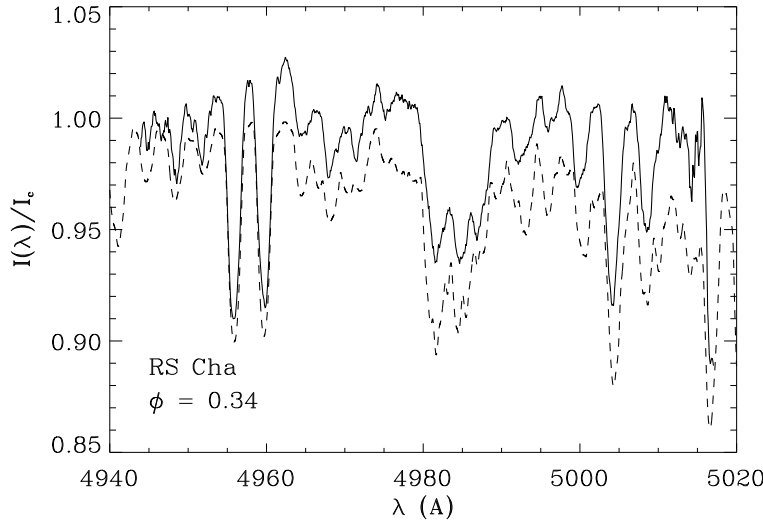


FIG. 7.19: Comparaison d'un morceau de spectre synthétique (tirets) au spectre observé (trait plein). On remarque que les deux spectres ne se superposent pas à cause d'une mauvaise renormalisation du spectre observé.

7.5.8 Comparaison des spectres synthétiques aux spectres observés

L'ajustement d'un spectre synthétique à un spectre observé nécessite une parfaite mesure du continu sur le spectre observé, ce qui fut une tâche très difficile dans le cas de RS Cha. La figure 7.19 illustre le principal problème que nous avons rencontré. Les tirets représentent le spectre synthétique et le trait plein le spectre observé. On remarque que le continu du spectre synthétique n'est absolument pas droit, car l'élargissement des raies dû aux forts $v \sin i$ des deux étoiles ne laisse que très peu, voire pas du tout, de continu entre chaque raie. Ceci explique qu'il est impossible de normaliser proprement un spectre comme celui de RS Cha, car le véritable continu de l'étoile est impossible à mesurer sur les spectres observés. Les points que nous avons choisis pour tracer le continu dans la section 7.3.2 ne sont pas de véritables points de continu et le résultat est un désaccord total entre le spectre synthétique et celui observé, comme le montre la figure 7.19. Nous avons donc choisi de "renormaliser" localement chaque raie étudiée en ajustant une droite entre chaque bord de la raie aussi bien sur le spectre observé, que sur le spectre synthétique, afin que les bords de la raie coïncident et que la comparaison des largeurs équivalentes et des profondeurs de raies soit cohérente. La figure 7.20a montre le résultat de la "renormalisation", avant modification de la métallicité.

Nous avons ensuite ajusté à l'oeil les raies synthétiques aux raies observées en faisant varier les $v \sin i$ des deux étoiles dans les barres d'erreur déterminées au paragraphe 7.4.1 ainsi que la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$ du système. Le choix de mesurer la métallicité en nombre est lié à la méthode de calcul du spectre synthétique. En effet, le spectre synthétique est calculé en supposant connu le nombre d'atomes N_i/N_{tot} de chaque élément i . Comme avec nos spectres on ne peut pas mesurer séparément les abondances de chaque élément à cause des blends, nous sommes obligés de faire varier globalement le nombre d'atomes de tous les éléments de la même façon. Pour chaque élément, la différence $\log \left(\frac{N_i}{N_{\text{tot}}} \right) - \log \left(\frac{N_i}{N_{\text{tot}}} \right)_{\odot}$ entre l'abondance de l'élément i dans le système et celle du même élément dans le soleil vaut exactement $[\text{Fe}/\text{H}]$ (cf. paragraphe 7.5.1).

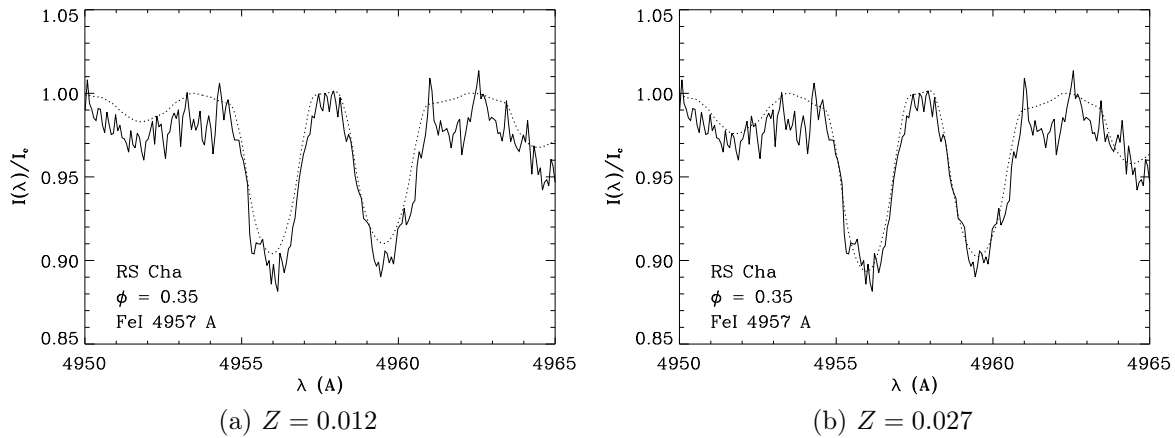


FIG. 7.20: Profil de la raie de FeI 4957 Å observé (trait plein) superposé au profil synthétique (tirets) pour deux métallicités différentes

La méthode que nous avons choisie pour mesurer la métallicité de l'étoile nous fournit donc directement la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Dans notre étude nous admettons donc que les rapports d'abondance des métaux sont égaux à ceux du soleil. Nous supposons en plus que les deux composantes du système ont la même métallicité, ce qui paraît raisonnable puisque les deux étoiles sont supposées être formées à partir du même nuage moléculaire parental. La figure 7.20b montre le résultat final de l'ajustement d'une des raies de FeI 4957 Å.

Ce travail a été répété sur tous les spectres choisis, puis sur les autres raies spectrales du tableau 7.6. Nous obtenons ainsi un ensemble de modèles représentant les observations de chaque région spectrale étudiée. Ces modèles ne diffèrent entre eux que par les $v \sin i$ de chaque composante et par la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$. Nous avons calculé la moyenne des valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour chaque raie ainsi que la dispersion. Le tableau 7.7 rassemble les $[\text{Fe}/\text{H}]$ moyens, ainsi que les Z moyens. Les valeurs des $v \sin i$ obtenues sont égales à $64 \pm 6 \text{ km.s}^{-1}$ et $70 \pm 6 \text{ km.s}^{-1}$ pour la composante primaire et la composante secondaire respectivement, quelle que soit la raie étudiée.

Finalement, la valeur finale de $[\text{Fe}/\text{H}]$ est obtenue en moyennant toutes les valeurs du tableau 7.7. Nous avons vérifié que les séries des $[\text{Fe}/\text{H}]$ obtenues avec différentes raies sont bien décorrélatées, en vérifiant que pour un même spectre donné la série des $[\text{Fe}/\text{H}]$ obtenue avec différentes raies présente la même valeur moyenne et la même dispersion que les autres séries obtenues avec les 174 autres spectres. Nous avons donc conclu que la précision finale du $[\text{Fe}/\text{H}]$, en utilisant toutes les raies, est améliorée de \sqrt{N} , où N est le nombre de raies utilisées. Les valeurs finales sont présentées dans le tableau 7.8

7.5.9 Détermination de l'incertitude sur Z

Nous avons soigneusement déterminé l'incertitude sur la valeur de Z obtenue car elle est fondamentale dans la comparaison ultérieure des modèles d'évolution stellaire avec RS Cha.

Cette incertitude est un peu plus délicate à déterminer que celle de $[\text{Fe}/\text{H}]$, car sa valeur repose sur deux hypothèses fondamentales. La première est que les deux

TAB. 7.7: Valeurs des $[\text{Fe}/\text{H}]$ et Z mesurés pour les différentes régions spectrales. χ_{ex} est le potentiel d'ionisation de l'ion dominant.

Spectral region (Å)	Domi-nant Ion	χ_{ex} (eV)	Order	$[\text{Fe}/\text{H}]$	Z
[4947.4,4967.4]	FeI	2.808	115	0.18 ± 0.04	0.029 ± 0.002
			114	0.17 ± 0.05	0.029 ± 0.003
[5306.7,5326.7]	FeII	3.153	106	0.17 ± 0.05	0.029 ± 0.003
[4471.1,4491.1]	MgII	8.864	127	0.16 ± 0.03	0.028 ± 0.002
			126	0.17 ± 0.04	0.029 ± 0.003
[5217.2,5237.2]	FeI	1.557	108	0.17 ± 0.05	0.028 ± 0.003
[4444.8,4464.8]	CaI	1.899	128	0.17 ± 0.05	0.029 ± 0.003
			127	0.16 ± 0.03	0.028 ± 0.002
[5274.1,5294.1]	FeII	2.891	108	0.16 ± 0.03	0.028 ± 0.002
			107	0.15 ± 0.04	0.027 ± 0.002

étoiles ont la même origine et donc la même composition chimique. Cette hypothèse est très raisonnable et ne doit pas intervenir de façon majeure dans l'incertitude sur Z . La deuxième hypothèse est de supposer que les rapports d'abondance entre les métaux sont égaux aux rapports d'abondance solaires. Cette hypothèse est a priori très grossière, car rien ne nous dit que toutes les étoiles de la Galaxie ont des rapports d'abondance entre métaux similaires. Cette hypothèse doit être prise en compte dans l'incertitude sur Z .

Supposons cette hypothèse fausse et notons x_i le rapport entre les abondances relatives de l'élément i , par rapport à un élément de référence, dans l'étoile et celle dans le soleil :

$$x_i = \frac{N_i/N_{\text{ref}}}{(N_i/N_{\text{ref}})_{\odot}} \quad (7.27)$$

On peut donc réécrire l'équation 7.19 sous la forme :

$$Z = \frac{\sum_{\text{métaux}} \mu_i \left(\frac{N_i}{N_{\text{ref}}} \right)_{\odot} x_i}{\mu \sum_{\text{métaux}} \frac{N_i}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{He}} \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{H}} \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{ref}}}} \quad (7.28)$$

L'incertitude sur Z au premier ordre, peut donc s'écrire :

$$dZ = \frac{\sum_{\text{métaux}} \mu_i \left(\frac{N_i}{N_{\text{ref}}} \right)_{\odot} dx_i}{\sum_{\text{métaux}} \mu_i \frac{N_i}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{He}} \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{H}} \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{ref}}}} \quad (7.29)$$

Afin d'évaluer l'incertitude dx_i sur tous les éléments, nous avons estimé la dispersion statistique des rapports d'abondance observés dans un échantillon d'étoiles de type A et F. Nous avons utilisé pour cela le catalogue de Erspamer & North (2003) qui rassemble les mesures d'abondance de 28 éléments pour 140 étoiles de type spectral A et F. Ces abondances ont été déterminées en comparant des spectres synthétiques et des spectres observés par les spectroraphes CORALIE (La Silla ,Chili) et ELODIE (l'Observatoire de Haute Provence). Les spectres synthétiques ont été calculés en utilisant ATLAS 9 de Kurucz (1993) et la base de données VALD, mais en recalculant les forces d'oscillateur

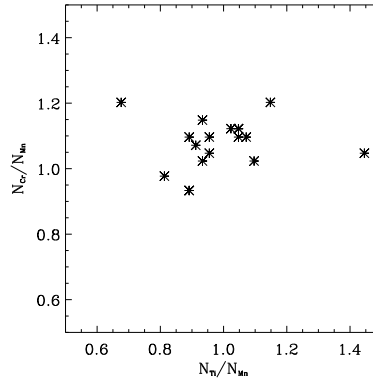


FIG. 7.21: Vérification de la non-corrélation des rapports d'abondances stellaires observés dans le cas où le manganèse est pris comme élément de référence.

des raies étudiées. Les résultats sont disponibles sur le centre de données astronomiques de Strasbourg (CDS). Parmi ces 140 étoiles, nous avons fait le tri en rejetant :

- les 18 étoiles géantes métalliques,
- les étoiles dont le spectre montre des particularités chimiques importantes,
- les étoiles dont le $v \sin i > 50 \text{ km.s}^{-1}$, car les abondances mesurées dans les rotateurs rapides sont moins certaines,
- les étoiles dont le $\log g$ est très éloigné de celui de RS Cha, car Erspamer & North ont remarqué une corrélation entre le $\log g$ et les abondances pour les étoiles de masse comprise entre $1.8 M_{\odot}$ et $2 M_{\odot}$.

Cette sélection nous fournit une liste de seulement 16 étoiles, que nous pensons néanmoins suffisante pour l'étude statistique décrite par la suite. D'autre part, les auteurs ont aussi remarqué une forte corrélation entre le $v \sin i$ de l'étoile et les abondances des éléments Na, Sc et Sr. J'ai donc exclu ces trois éléments de mon estimation de dZ . Nous avons alors calculé les rapports d'abondance entre chaque élément et un élément de référence, puis nous avons calculé la moyenne et l'écart-type, nous donnant ainsi l'incertitude sur le x_i .

Cette méthode suppose que les rapports d'abondance ne sont pas corrélés entre eux. Pour vérifier cette hypothèse, j'ai construit les rapports d'abondance d'espèces d'abondance voisine, par exemple : $\frac{N_S}{N_C}$, $\frac{N_O}{N_C}$ ou bien $\frac{N_{Cr}}{N_{Mn}}$, $\frac{N_{Zn}}{N_{Mn}}$. J'ai ensuite tracé des rapports d'abondance deux à deux pour vérifier qu'il n'y a pas de corrélation comme dans la figure 7.21. N'ayant trouvé aucune corrélation, on peut alors utiliser les écarts-types σ_i dans le calcul des barres d'erreur de Z .

Des mesures de métallicité de différents amas jeunes à travers l'étude des abon-

TAB. 7.8: Paramètres du modèle finale représentant RS Cha. Nous avons pris les abondances solaires égales à : $X_{\odot} = 0.707$, $Y_{\odot} = 0.274$, $Z_{\odot} = 0.019$. Les barres d'erreur indiquées pour $[Fe/H]$ sont internes.

star	T_{eff} (K)	$\log(g)$ (cm.s^{-2})	α	v_{micro} (km.s^{-1})	$v \sin i$ (km.s^{-1})	$[Fe/H]$	Z
P	7640	4.05	0.5	2	64 ± 6	0.17 ± 0.01	0.028 ± 0.004
S	7230	3.95	0.5	2	70 ± 6		

dances de plusieurs membres, ont été réalisées (Padgett 1996, James et al. 2006). Les barres d'erreur obtenues étant très grandes, les auteurs en ont donc conclu que toutes les régions étudiées ont une métallicité solaire. Une étude plus précise des métallicités des amas jeunes, et en particulier de l'amas η Cha, serait plus appropriée pour discuter la métallicité que nous avons obtenue.

Le tableau 7.8 rassemble les valeurs finales de $[\text{Fe}/\text{H}]$ et Z ainsi que leurs incertitudes.

CHAPITRE 8

Test des modèles d'évolution stellaire pendant la phase PMS

Sommaire

8.1	Les équations représentant un modèle stellaire	94
8.2	Modélisation d'un système binaire PMS	96
8.3	Définition de notre modèle standard	97
8.4	Evolution d'une étoile lors de la phase PMS	98
8.5	Influence du modèle initial	100
8.6	Comparaison des modèles aux observations	101
8.7	Sensibilité des modèles stellaire PMS à la modification des ingrédients physiques	102
8.7.1	Le paramètre de mélange α	102
8.7.2	Les paramètres d'overshooting <i>OSS</i> et <i>OSI</i>	103
8.7.3	L'équation d'état	103
8.7.4	La combustion des éléments légers	103
8.7.5	Le calcul de l'atmosphère	104
8.7.6	La perte de masse	104
8.7.7	La métallicité Z et la fraction massique d'hélium Y	105
8.7.8	L'opacité	106
8.7.9	Les taux des réactions nucléaires	107
8.7.10	Les abondances de carbone, azote et oxygène	109
8.8	Résultat de la calibration des deux composantes de RS Cha	113
8.9	Modèle de calibration en utilisant les abondances d'Asplund et al. (2004)	114
8.10	Calcul des fréquences et des modes d'oscillations des deux étoiles	116

La calibration d'étoiles, c'est-à-dire la détermination d'un modèle de structure et d'évolution stellaire obtenu en ajustant les luminosité et température observées à celles calculées, est une méthode courante pour déterminer la masse et le rayon de l'étoile. Cette méthode repose fortement sur la validité de ces modèles. Avant d'être utilisée comme calibrateur, la physique stellaire décrivant une étoile PMS doit être testée, tout comme l'est celle décrivant une étoile de la séquence principale (MS) (Lebreton et al. 2001). De plus, il est nécessaire de tester la physique des étoiles PMS car elle a des conséquences sur l'évolution ultérieure des étoiles.

La physique décrivant la structure et l'évolution d'une étoile PMS proche de la ZAMS n'est pas très différente de celle d'une étoile de la séquence principale. Palla & Stahler (2001) ont testé leurs chemins évolutifs d'étoiles PMS en comparant les paramètres observés de huit systèmes binaires à ceux calculés. Cependant, ne connaissant pas la métallicité des étoiles utilisée, ils supposèrent une métallicité solaire pour chaque système, dont RS Cha. Grâce à la détermination de la métallicité que j'ai faite, RS Cha est le seul système entièrement contraint et le test nécessite d'être refait. Marques et al. (2004) ont essayé de modéliser le système binaire EK Cep, qui est constitué d'une étoile PMS de $1 M_{\odot}$ et d'une étoile MS de $2 M_{\odot}$, par la méthode des moindres carrés entre les paramètres observés et ceux calculés. La modélisation de la composante MS fut une réussite, à la différence de la composante PMS dont le rayon calculé ne reproduit pas celui observé.

L'étude spectroscopique du système binaire RS Cha, nous a apporté de nouvelles mesures des rayons et des masses des composantes, ainsi qu'une mesure de la métallicité du système. Nous avons donc utilisé ce système pour tester la physique stellaire pendant la phase pré-séquence principale, uniquement au stade d'évolution de RS Cha, dont la description est faite dans les sections ci-dessous, à l'aide du code d'évolution CESAM (Morel 1997).

8.1 Les équations représentant un modèle stellaire

La description physique de la structure interne d'une étoile et de son évolution temporelle repose sur un ensemble d'équations qui conduit à la résolution d'un système intégral-différentiel non-linéaire. Je vais seulement mentionner les hypothèses et les équations de base que l'on peut retrouver dans Kippenhahn & Weigert (1990).

Les hypothèses faites lors du calcul de l'évolution PMS d'une étoile sont :

- la symétrie sphérique du système,
- l'évolution à masse constante,
- la contraction quasi-statique de l'étoile : à courte échelle de temps comparée à la durée de la phase PMS le rayon de l'étoile est constant.

La première hypothèse suppose de négliger le champ magnétique et la rotation. Cependant, l'amélioration des techniques d'observation des étoiles va nous donner des mesures de plus en plus précises de leurs paramètres fondamentaux ainsi que de leurs modes d'oscillation. A terme, on ne pourra plus faire ces hypothèses et il faudra prendre en compte la vitesse de rotation de l'étoile ainsi que son champ magnétique dans les modélisations.

Cette première hypothèse nous permet de simplifier considérablement les équations. Les variables ne dépendent donc que d'une seule dimension spatiale. D'autre part, en ne tenant pas compte des éventuelles pertes de masse par la présence de vents stellaires,

ou du gain de masse provenant d'un disque d'accrétion, on peut poser la deuxième hypothèse (comme pour le champ magnétique et la rotation, il faudra envisager des éventuelles pertes de masse dans la modélisation des étoiles). Cette dernière nous amène à prendre comme variable lagrangienne, indépendante du temps, la masse m contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon r , plutôt que de prendre la variable r qui varie au cours du temps. Toutes les variables (pression, température...) dépendent donc de la masse m et du temps t . L'équation de continuité s'écrit donc dans l'approximation de symétrie sphérique :

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (8.1)$$

où ρ est la densité.

L'hypothèse de la contraction quasi-statique nous permet de connaître la variation de la pression p en fonction de la profondeur, en appliquant l'équilibre hydrostatique en l'absence de rotation et de champ magnétique :

$$\frac{\partial p}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \quad (8.2)$$

où G est la constante de gravitation universelle. La température T est obtenue en utilisant :

$$\frac{\partial T}{\partial m} = \frac{\partial p}{\partial m} \frac{T}{m} \nabla \quad (8.3)$$

où le gradient $\nabla = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln p}$ est défini suivant le mode de transport de l'énergie à l'intérieur de l'étoile (radiatif ou convectif). Dans le cas où l'énergie est transportée radiativement, on peut montrer que le gradient radiatif ∇_{rad} s'écrit :

$$\nabla_{\text{rad}} = \alpha \frac{L \kappa p}{m T^4} \quad (8.4)$$

où κ est l'opacité, $\alpha = \frac{3}{16\pi a c G}$, $a = 7.57 \times 10^{-15} \text{ erg.cm}^{-3}.\text{K}^{-4}$ et c est la vitesse de la lumière (Kippenhahn & Weigert 1990). Dans le cas d'un transport convectif de l'énergie, le gradient convectif est égal au gradient adiabatique. Pour fermer le système, il faut en plus une équation d'état $\rho(p, T)$ qui est très proche de celle d'un gaz parfait à l'intérieur d'une étoile.

L'énergie produite par l'étoile pendant la majeure partie de la phase PMS est entièrement gravitationnelle. En effet, le théorème du Viriel nous dit que la moitié de l'énergie emmagasinée par l'étoile pendant sa contraction est rayonnée. L'étoile étant en train de se contracter, la température de son cœur augmente et les réactions nucléaires s'enclenchent. L'énergie nucléaire contribue de plus en plus à l'énergie rayonnée et devient dominante à l'approche de la ZAMS. La conservation de l'énergie s'écrit donc :

$$\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon + \epsilon_G \quad \text{où} \quad \epsilon = \epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_{\nu} \quad (8.5)$$

où, $l(m, t)$ est la luminosité, ϵ_{nuc} est l'énergie nucléaire libérée par unité de masse et de temps, ϵ_{ν} est l'énergie perdue par l'étoile sous forme de neutrino ($\epsilon_{\nu} > 0$), qui est négligeable pendant la phase PMS, et ϵ_G est l'énergie gravitationnelle libérée par l'étoile. ϵ dépend de la température et de la densité, mais aussi de l'abondance des

espèces chimiques participant aux réactions nucléaires. La variation au cours du temps de ces abondances X_i est décrite par :

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \psi_i(p_{\text{gaz}}, T; \chi) \quad (8.6)$$

où l'indice i représente l'élément chimique i , χ est un vecteur regroupant les abondances chimiques de tous les éléments et ψ_i est le taux de variation de l'abondance de l'élément chimique i par les réactions nucléaires.

L'atmosphère de l'étoile est calculée soit en utilisant l'approximation d'Eddington (Maeder & Meynet 1987), soit en utilisant des modèles plus développés d'atmosphères stellaires (Kurucz 1993).

La résolution de ces équations nécessite des conditions aux limites internes et externes. Etant donné la symétrie sphérique du problème, la luminosité et le rayon sont nuls au centre ($M(0,t)=0$) :

$$L(0, t) = 0 \quad R(0, t) = 0 \quad (8.7)$$

Les conditions aux limites externes ne sont pas aussi simples. Le calcul de la structure interne de l'étoile est séparé du calcul de l'atmosphère qui est réalisé en posant plusieurs approximations. Le raccord entre la limite externe de l'enveloppe et la base de l'atmosphère est supposé se trouver à $\tau_b = 2/3$, où τ_b est la profondeur optique de Rosseland. Le rayon, la masse et la luminosité de l'étoile sont :

$$M_* = M_b \quad R_* = R_b \quad L_* = L_b \quad (8.8)$$

La pression $P_b(t)$, la température $T_b(t)$ et la masse $M_b(t)$ sont déduites de l'équation d'équilibre hydrostatique dans l'atmosphère et de la définition de la température effective :

$$\frac{dP}{d\tau} = \frac{GM_b}{\kappa_b R_b^2} \sim \frac{P_b}{2/3} \quad (8.9)$$

$$T_b = T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{4\pi\sigma R_b^2/L_b} \quad (8.10)$$

où, κ_b est l'opacité moyenne de Rosseland à $\tau = \tau_b$ et σ est la constante de Stefan. Ces équations supposent qu'à la limite externe de l'atmosphère $P_{\text{ext}} = 0$ à $\tau_{\text{ext}} = 0$.

8.2 Modélisation d'un système binaire PMS

La modélisation d'un système binaire commence par la modélisation de chaque composante séparément. Dans ce but nous devons préciser les paramètres initiaux ($t = 0$) de l'étoile pour débiter l'évolution. Le calcul étant fait à masse constante, la masse d'une étoile est égale à sa masse initiale. Comme les réactions nucléaires n'ont pas eu le temps de modifier les abondances et que les phénomènes de diffusion n'ont pas eu le temps de se développer, les abondances mesurées en surface sont représentatives de l'intérieur de l'étoile. Les abondances des espèces chimiques au temps $t = 0$ sont alors égales à celles observées. Connaissant ces paramètres initiaux, nous pouvons commencer le calcul à partir d'un modèle initial approché, qui fait évoluer l'étoile au cours du temps, et nous l'arrêtons lorsque la température et la luminosité sont égales à celles

observées dans leurs barres d'erreur. Le dernier modèle calculé est le modèle de l'étoile décrivant sa structure et indiquant son âge (définis au paragraphe 8.5). Nous procédons de la même façon pour les deux composantes du système tout en vérifiant que les deux étoiles vérifient les propriétés d'un système binaire formé à partir d'un même nuage moléculaire, c'est-à-dire : leur composition chimique initiale doit être identique et leur âge doit être identique.

Nous avons procédé de cette façon pour modéliser le système RS Cha en spécifiant des ingrédients physiques, définis dans le prochain paragraphe, nécessaires à la résolution des équations décrites au paragraphe précédent, et en les modifiant jusqu'à ce que les températures et luminosités calculées par le modèle soient égales à celles observées.

8.3 Définition de notre modèle standard

Pour débiter la comparaison entre une étoile et un modèle, nous devons définir un modèle de base, c'est-à-dire une description de la physique stellaire de base et un ensemble de valeurs initiales à toutes les quantités paramétrisant le modèle. Puis on fait varier les valeurs des paramètres, et si nécessaire la physique contenue dans le modèle jusqu'à reproduire les contraintes observationnelles. Ce modèle de base est ce qu'on appelle le **modèle standard** que je vais détailler ci-dessous.

Le code d'évolution stellaire que j'ai utilisé est CESAM, développé par Pierre Morel à l'Observatoire de la Côte d'Azur (Morel 1997). La physique implémentée dans CESAM ne tient pas compte du champ magnétique, ni de la rotation de l'étoile. Il s'agit donc d'un code à une dimension. De plus, nous avons négligé la diffusion, car c'est un processus qui s'effectue sur une échelle de temps très longue comparée à la durée de la phase PMS (environ 20 Man pour une étoile de $2 M_{\odot}$).

Nous avons utilisé l'équation d'état et les opacités OPAL (Rogers et al. 1996) complétées des opacités de Alexander & Ferguson (1994) à basse température pour l'atmosphère.

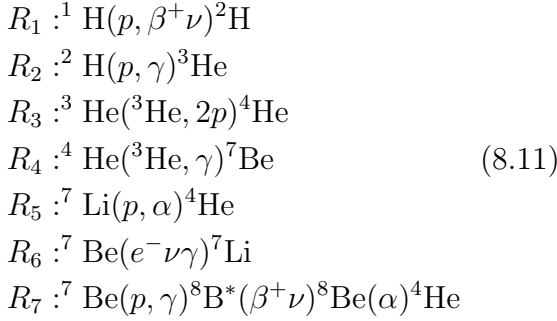
Nous avons calculé le gradient de température dans la zone convective en utilisant la théorie classique de la longueur de mélange. La longueur de mélange est définie comme $l = \alpha H_P$, où α est le paramètre de mélange et $H_P = -\frac{dr}{d \ln P}$ est l'échelle de hauteur de la pression. Nous avons adopté dans notre modèle standard, la valeur 1.62 pour α qui est la valeur obtenue lors de la calibration du soleil (Morel 1997).

Nous définissons un paramètre d'overshooting OS qui décrit la longueur de la pénétration de la couche convective dans la zone radiative : $d = OS H_P$. Au cours de son évolution, l'étoile peut posséder soit une enveloppe convective, soit un cœur convectif, soit les deux. On définit alors deux paramètres d'overshooting, OSI et OSS , tels que le premier concerne la pénétration des mouvements convectifs dans la zone radiative inférieure et le deuxième concerne la pénétration des mouvements convectifs du cœur dans la région radiative adjacente. Nous avons pris des valeurs nulles pour les deux paramètres, négligeant ainsi le phénomène d'overshooting.

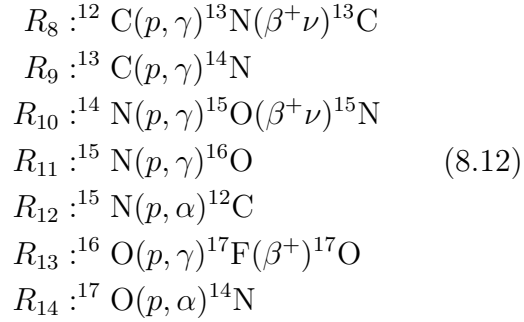
Tous les éléments chimiques connus dans l'univers ne sont pas modélisés précisément. Seules les abondances des espèces intervenant dans les réactions nucléaires sont prises en compte : ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O . Dans le modèle standard, nous considérons ^2H , ^7Li et ^7Be à l'équilibre.

Seules les plus importantes réactions nucléaires des chaînes PP et CNO sont modélisées :

Chaîne PP :



Chaîne CNO :



Les taux des réactions nucléaires proviennent de la compilation NACRE (Angulo et al. 1999).

Les abondances des éléments sont calculées à partir des fractions massiques X et Y d'hydrogène et d'hélium, ainsi que de la métallicité Z définie dans la section 7.5.1, en gardant la même hypothèse : les rapports d'abondance entre métaux sont égaux à ceux du soleil (Grevesse & Noels 1993). Cette approximation sera discutée dans la section 8.8. La métallicité en nombre mesurée dans le chapitre précédent, $[\text{Fe}/\text{H}]$ donne une contrainte sur le (Z/X) de l'étoile : $[\text{Fe}/\text{H}] = \log \frac{Z/X}{(Z/X)_\odot}$. Comme les abondances initiales de notre modèle sont égales à celles observées on a : $(Z/X)_0 = (Z/X)_\odot [\text{Fe}/\text{H}]$. La fraction massique d'hélium est prise égale à celle obtenue lors de la calibration du soleil : $Y_0 = Y_\odot = 0.267$ et la fraction massique de l'hydrogène se déduit de Y_0 et $(Z/X)_0$ par : $X_0 = \frac{1-Y_0}{1+(Z/X)_0}$. Enfin Z_0 se déduit de $X_0 + Y_0 + Z_0 = 1$. Le tableau 8.1 résume les valeurs des fractions massiques d'hydrogène, d'hélium et des métaux.

Enfin, l'atmosphère de l'étoile est calculée séparément de l'intérieur en utilisant l'approximation d'atmosphère grise d'Eddington (Mihalas 1978).

TAB. 8.1: Abondances initiales de notre modèle standard. X_0 : fraction massique d'hydrogène, Y_0 : fraction massique d'hélium, Z_0 : métallicité en masse, $[\text{Fe}/\text{H}]_0$: métallicité en nombre. $(Z/X)_0$ est indiquée car c'est notre contrainte observationnelle.

variable	valeur
X_0	0.705
Y_0	0.267
Z_0	0.028
$[\text{Fe}/\text{H}]_0$	0.17
$(Z/X)_0$	0.041

8.4 Evolution d'une étoile lors de la phase PMS

Au cours de son évolution, l'étoile change de structure constamment et ces changements se répercutent sur sa luminosité L et sa température effective T_{eff} qui est, je le rappelle, la température d'un corps noir qui rayonnerait avec la luminosité $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$. Ces changements de température et luminosité se traduisent par un tracé évolutif dans le diagramme HR tout au long de sa vie et en particulier pendant la phase PMS, comme représentée sur la figure 8.1.

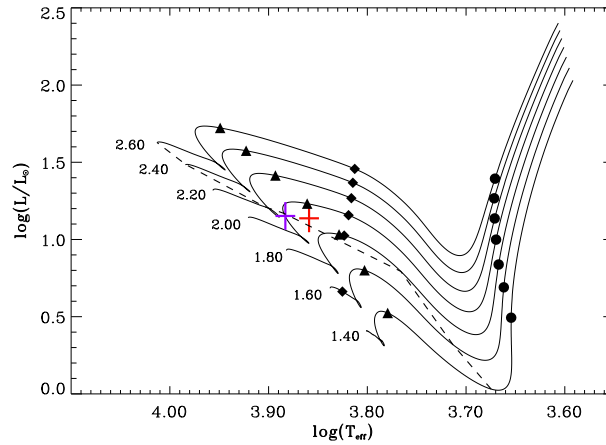


FIG. 8.1: Tracés évolutifs dans le diagramme HR d'étoiles PMS de différentes masses, calculés avec CESAM. Les croix représentent les boîtes d'erreurs en température effective et luminosité de la composante 1 (à gauche) et de la composante 2 (à droite) de RS Cha. Les points indiquent l'apparition d'un cœur radiatif, les losanges indiquent la disparition de l'enveloppe radiative et les triangles indiquent l'apparition du cœur convectif. La ligne en tirets est l'isochrone de 8.5 Ma.

La calibration d'une étoile qui a pour but de reproduire la luminosité et la température observées de l'étoile, à l'aide d'un modèle, nécessite de comprendre l'origine de ces variations au cours du temps. Le but de cette section est donc de détailler l'évolution de l'intérieur stellaire pour comprendre les variations de luminosité et température qu'elle subit au cours de la phase PMS (Iben 1965, Böhm-Vitense 1992).

Le premier modèle de la phase PMS est pris sur la ligne d'Hayashi, définie comme la droite quasi-verticale à droite du diagramme HR (figure 8.1). En haut de cette ligne, l'étoile est complètement convective et le flux d'énergie est contrôlé par une opacité de surface qui est croissante avec la température. Ce modèle n'est pas un état réel de l'étoile par lequel elle aurait pu passer. Il est cependant considéré relativement proche d'un état que l'étoile connaît au début de la phase PMS. De plus, nous le montrerons par la suite, la structure interne de l'étoile oublie rapidement ses conditions initiales.

Dans un premier temps, l'étoile descend la ligne d'Hayashi. A cause de la contraction gravitationnelle, la densité de l'étoile augmente. L'opacité dans les couches profondes de l'étoile chute et la température centrale augmente. Quand le gradient radiatif ∇_{rad} devient inférieur au gradient adiabatique ∇_{ad} , un cœur radiatif se forme et son rayon croît petit à petit.

Le flux d'énergie est alors contrôlé par une opacité interne décroissante avec la température. La luminosité et la température effective commencent à croître ensemble jusqu'à ce que la température centrale ait atteint la valeur de déclenchement des réactions nucléaires. Le cœur radiatif continue à croître jusqu'à atteindre la surface de l'étoile. En même temps, les premières réactions nucléaires du cycle CNO et de la chaîne PP commencent. Les réactions $^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ et $^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ (cf. Eqs. 8.12) surchauffent les régions internes de l'étoile. L'énergie libérée entraîne un excès de gradient de pression qui ralentit le taux de contraction au centre de l'étoile. En même temps, l'excès de chaleur produit dans le cœur entraîne l'apparition d'un cœur convectif.

Les régions centrales commencent à s'étendre, au lieu de se contracter. La luminosité décroît parce que, non seulement les régions internes ne contribuent plus au

flux d'énergie gravitationnelle, mais en plus elles couvrent les sources nucléaires en absorbant une grande partie de l'énergie nucléaire produite.

Comme le carbone est détruit petit à petit par les réactions nucléaires, l'énergie produite décroît et le cœur convectif diminue. Le taux d'énergie nucléaire libérée ne peut plus maintenir l'expansion des couches internes. Cependant, la distribution de température est fixée dans ces régions et contrôle le flux d'énergie. Dans le but de maintenir ce flux, les régions doivent se contracter à nouveau. Le recouvrement des sources nucléaires disparaît et l'accroissement des énergies gravitationnelle et nucléaire recommence. La luminosité croît à nouveau ainsi que le cœur convectif.

Bien que l'abondance du ^{12}C s'approche de l'équilibre, la faible surchauffe des couches internes recommence et le taux de contraction gravitationnelle décroît à nouveau. Comme précédemment décrit, la luminosité diminue faiblement jusqu'à atteindre la valeur de la ZAMS (Zero Age Main Sequence), lieu du diagramme HR où l'étoile débute sa phase MS et qui ainsi marque la fin de la phase PMS.

8.5 Influence du modèle initial

L'âge d'une étoile jeune est très difficile à définir. A partir de quel moment décidons-nous que le résultat de la contraction du nuage moléculaire est une étoile ? L'âge zéro est très dépendant du modèle que l'on prend :

- soit on décide qu'une étoile est née lorsqu'elle a atteint la birthline et on définit l'âge d'une étoile comme le temps écoulé depuis qu'elle a quitté la birthline
- soit on définit l'âge d'une étoile comme le temps écoulé à partir de l'effondrement gravitationnel.

Les deux cas ont leurs arguments. Dans le premier cas, on décide qu'une étoile est née à partir du moment où elle est visible par un observateur extérieur et l'âge zéro de l'étoile est donc ce moment là. Cependant, de nombreux phénomènes précédant la disparition de l'enveloppe existent et pourraient avoir un effet à longue durée. On doit alors privilégier le deuxième cas. D'un autre côté, dans la théorie concernant la formation des amas d'étoiles (effondrement d'un grand nuage moléculaire puis fragmentation donnant naissance à plusieurs étoiles), le deuxième cas a l'avantage de donner un âge identique à tous les objets composant un amas. En effet, deux étoiles de masse différente d'un même amas n'atteindront pas la birthline en même temps alors que l'effondrement gravitationnel a eu lieu en même temps.

Pour trancher entre les deux cas, nous avons comparé deux modèles calculés à partir d'un modèle initial différent. Avec le code CESAM, nous avons calculé une évolution PMS en partant d'un modèle d'étoile totalement convective, résultat de la contraction du nuage parental. Nous avons comparé le tracé obtenu avec celui calculé avec le code de Francesco Palla (communication privée), FRANEC (Cariulo et al. 2004) , qui calcule des modèles PMS depuis la contraction même du nuage moléculaire. Nous avons pu vérifier dans un premier temps que les tracés évolutifs et les structures des étoiles sont totalement identiques dans le diagramme HR. Une étoile PMS, au stade d'évolution de RS Cha, a donc perdu totalement la mémoire sur sa formation. Nous avons ensuite comparé les âges obtenus le long du tracé. Au début de l'évolution PMS, la différence est évidemment très grande : on observe une différence de 45 % quand l'étoile calculée par CESAM a un âge de 1 Man, puis petit à petit la différence disparaît et on observe une différence de seulement 5 % à l'endroit du diagramme HR où se trouve RS Cha.

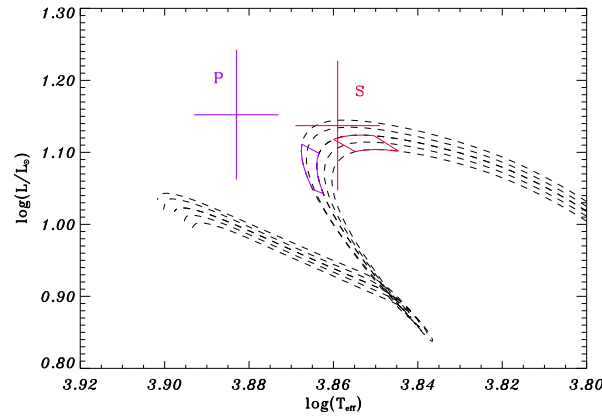


FIG. 8.2: Boîtes d'erreur en masse et rayon de la composante primaire (à gauche) et de la composante secondaire (à droite) de RS Cha représentées dans le diagramme HR. Les croix correspondent aux erreurs en température effective et luminosité des deux étoiles. La fin des trajets évolutifs PMS sont tracés en tirets pour des masses croissant de haut en bas et valant : $1.86 M_{\odot}$, $1.87 M_{\odot}$, $1.88 M_{\odot}$, $1.89 M_{\odot}$, $1.90 M_{\odot}$

Enfin, sur la ZAMS, la différence est très faible. Pour des étoiles en fin de PMS ou plus évoluées, les conditions initiales de formation n'ont donc aucune influence sur l'âge d'une étoile. Nous définissons alors l'âge d'une étoile comme le temps écoulé depuis l'initialisation du modèle. Dans le cas de RS Cha non seulement cet âge est proche de l'âge réel de l'étoile (quelle que soit sa définition), mais en plus les deux composantes du système sont tellement semblables que l'effet différentiel qui pourrait apparaître à cause de la définition de l'âge est complètement négligeable.

8.6 Comparaison des modèles aux observations

Nous sommes maintenant en mesure de commencer le test de la physique stellaire de la phase PMS en comparant les modèles aux observations. Cette comparaison se fait de la manière suivante : pour un ensemble $(M_{\text{obs}}, R_{\text{obs}})$, en tenant compte de leurs barres d'erreur, nous en déduisons un ensemble $(L, T_{\text{eff}})_{\text{calc}}$ à partir de nos modèles. À partir de $(L, T_{\text{eff}})_{\text{calc}}$ calculé nous pouvons tracer une boîte d'erreur dans le diagramme HR représentatif des masses et rayons observés des deux étoiles ainsi que de leurs barres d'erreur. Sur le même diagramme HR nous traçons des croix représentant les barres d'erreur des L et T_{eff} observées des deux étoiles. Si les boîtes et les croix coïncident, nous avons trouvé les modèles reproduisant les observations des deux étoiles.

La figure 8.2 illustre cette méthode. Les lignes en tirets représentent les trajets évolutifs d'étoiles de masse allant de $1.86 M_{\odot}$ à $1.90 M_{\odot}$, à la fin de la phase PMS, calculé avec notre modèle standard. Les boîtes d'erreur en masse et rayon de chaque étoile sont dessinées en trait plein et les croix sont les erreurs en température effective et luminosité de chaque étoile. On remarque que les croix ne sont pas dans les boîtes indiquant que notre modèle standard ne reproduit pas les observations. De plus, le rapport de luminosité $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$ obtenu par le modèle est inférieur à un, contrairement au rapport observé $(L_P/L_S)_{\text{obs}}$ (cf. tableau 7.5 page 78). Pour inverser le rapport $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$, puis reproduire les observations en remettant les croix dans les boîtes, il faut modifier

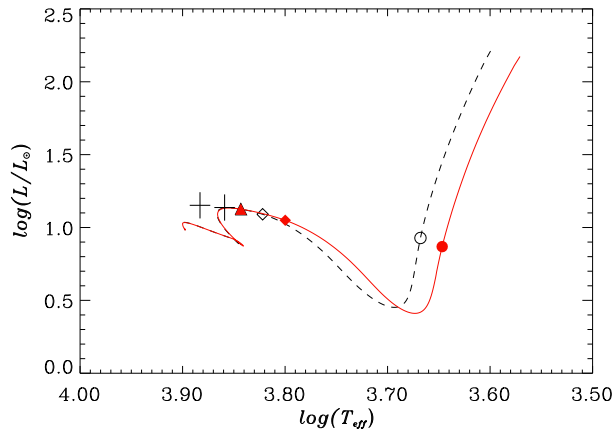


FIG. 8.3: Comparaison des tracés évolutifs PMS pour deux valeurs de α différentes : $\alpha = 1.62$ (en tirets) et $\alpha = 1.30$ (en trait plein). Les ronds remplis et ouverts indiquent le moment où le cœur radiatif apparaît, les losanges indiquent le moment où l'enveloppe convective disparaît et les triangles (celui du cas $\alpha = 1.62$ est superposé à l'autre) indiquent l'apparition du cœur convectif.

les paramètres du modèle. Nous allons donc décrire, dans la suite de ce chapitre, le comportement des trajets évolutifs pendant la phase PMS, lorsque l'on fait varier un à un les paramètres du modèle, dans le but d'inverser le rapport $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$, puis nous essaierons de trouver un modèle qui reproduit les observations. Nous n'excluons pas la possibilité qu'il n'y ait aucune solution et que l'on puisse ainsi mettre en évidence un manque dans la physique des étoiles PMS.

8.7 Sensibilité des modèles PMS à la modification des ingrédients de physique stellaire

8.7.1 Le paramètre de mélange α

La figure 8.3 illustre la modification du trajet évolutif lorsque l'on passe de la valeur solaire $\alpha = 1.62$ (tirets) à une valeur plus faible : $\alpha = 1.30$ (trait plein). Les ronds indiquent le moment où le cœur radiatif se développe, les losanges marquent l'instant où l'étoile devient totalement radiative, tandis que les triangles indiquent l'apparition du cœur convectif. On remarque que la majorité du trajet évolutif est modifiée en diminuant la température effective de l'étoile et très légèrement sa luminosité. Le transport de l'énergie à travers l'enveloppe convective est devenu plus difficile avec la diminution d' α . Donc l'étoile perd moins d'énergie et a tendance à se réchauffer. La pression interne du gaz augmente et dépasse la pression gravitationnelle. Dans le but de maintenir l'équilibre gravitationnel quasi-statique, l'étoile s'étend. Ceci implique une diminution de la luminosité due à la diminution de l'énergie gravitationnelle et à l'augmentation du rayon. D'autre part, le transport d'énergie à travers l'enveloppe convective étant moins efficace, le gradient de température augmente entre l'intérieur et l'extérieur de l'étoile, expliquant ainsi la diminution de la température effective.

Ce raisonnement n'est valide que lorsque l'étoile possède des couches convectives. Or l'enveloppe convective disparaît petit à petit et au bout d'un moment l'étoile devient complètement radiative. On remarque sur la figure 8.3 que lorsque les deux étoiles sont

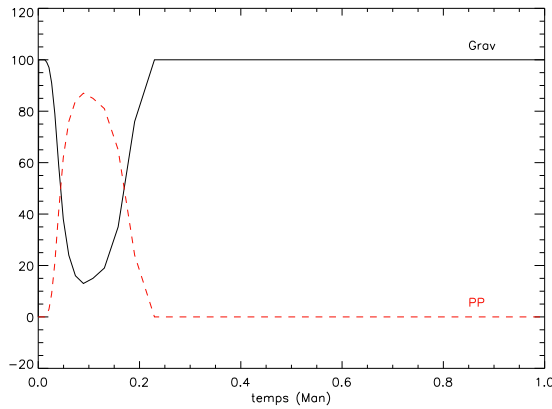


FIG. 8.4: Proportions d'énergie gravitationnelle (en trait plein) et nucléaire (en tirets) au début de la phase PMS lorsque l'on tient compte de la combustion des éléments légers. Les proportions sont données en pourcentage d'énergie totale et l'axe des abscisses indique le temps écoulé depuis l'initialisation du modèle.

totalelement radiatives, les deux tracés évolutifs se rejoignent. D'autre part, la présence du cœur convectif n'entraîne aucune modification des tracés évolutifs lorsqu'on change α , car comme le cœur convectif ne s'étend que sur un dixième du rayon de l'étoile, l'effet est trop faible pour modifier quoi que ce soit.

8.7.2 Les paramètres d'overshooting *OSS* et *OSI*

Nous avons fait varier les deux paramètres d'overshooting *OSS* et *OSI* de 0 à 0.2. Nous n'avons remarqué aucune différence entre les tracés avec et sans overshooting, car l'épaisseur des régions convectives est trop mince pour avoir un effet sur les trajets évolutifs.

8.7.3 L'équation d'état

Nous avons remplacé l'équation d'état OPAL par l'équation d'état EFF. La dernière modélise un gaz parfait, alors que la première tient compte en plus des effets de volume et des effets coulombiens. Le changement d'équation d'état n'a eu aucun effet sur les trajets évolutifs, car les effets coulombiens et les effets de volume sont très faibles dans des étoiles de $2 M_{\odot}$ dont la densité est faible.

8.7.4 La combustion des éléments légers

Nous avons ensuite tenu compte de la combustion du ^2H , ^7Li et ^7Be , qui a lieu à une phase très précoce de l'évolution. La figure 8.4 représente la proportion d'énergie d'origine gravitationnelle (Grav) et d'origine nucléaire (PP) au cours du temps. Seul le premier million d'années est représenté. On remarque une variation de la proportion d'énergie gravitationnelle au profit de l'énergie nucléaire de la chaîne PP (cf Eqs 8.6), indiquant que la combustion des éléments légers a lieu seulement dans les 200 000 premières années. On ne remarque cependant aucune modification des tracés évolutifs d'une étoile PMS suite à la combustion de ces éléments.

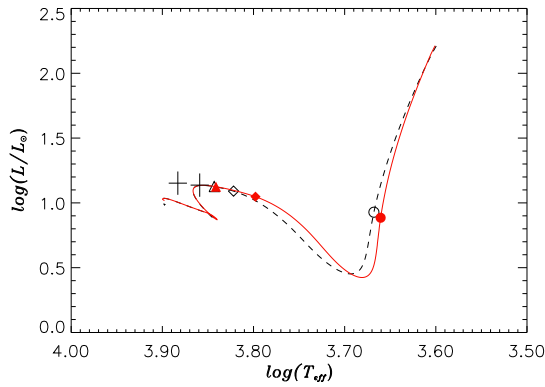


FIG. 8.5: Comparaison des tracés évolutifs PMS pour deux traitements différents de l'atmosphère : l'approximation d'Eddington (en tirets), une atmosphère de Kurucz (trait plein). Les symboles ont la même signification que dans la figure 8.3.

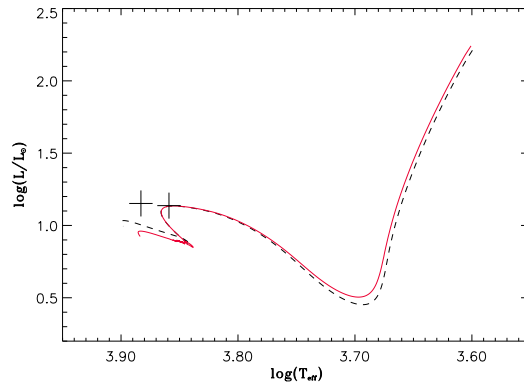


FIG. 8.6: Comparaison des tracés évolutifs PMS de modèles avec et sans perte de masse : à masse constante (en tirets) et avec perte de masse (en trait plein) de taux : $10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$.

8.7.5 Le calcul de l'atmosphère

Le modèle standard utilise l'approximation d'Eddington pour calculer l'atmosphère, c'est-à-dire, l'approximation d'une atmosphère grise (Morel 1997). En utilisant les modèles d'atmosphère de Kurucz, la figure 8.5 nous montre des variations du chemin évolutif tant que l'étoile possède une enveloppe convective, et dès que l'étoile devient totalement radiative, les tracés se superposent. En effet, les modèles de Kurucz tiennent compte de la convection qu'il peut y avoir dans l'atmosphère. Lorsque l'enveloppe de l'étoile est convective une partie de l'atmosphère l'est aussi. C'est la raison pour laquelle les tracés évolutifs sont différents. Par contre dès que l'enveloppe convective n'existe plus dans les deux modèles, les deux tracés se rejoignent.

8.7.6 La perte de masse

Beaucoup d'étoiles PMS ont encore une enveloppe de gaz et de poussières ainsi qu'un disque d'accrétion, reliquats du nuage parental. Dans les phases précoces de l'évolution, l'étoile se débarrasse de cette enveloppe à l'aide de forts vents stellaires. Dans certaines étoiles de Herbig, le taux de perte de masse s'élève pour certaines jusqu'à $10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (Catala et al. 1989). Ce taux peut même atteindre $10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ dans les étoiles T Tauri. D'autre part l'étoile peut aussi accréter de la masse contenue dans le disque avec un taux similaire au taux de perte de masse. Pour tester l'influence de la perte de masse, nous avons calculé des modèles d'évolution en diminuant la masse de l'étoile, progressivement, jusqu'à atteindre la masse des deux composantes de RS Cha à leur âge que nous appellerons t_{RSCha} . La figure 8.6 montre le tracé évolutif obtenu (en trait plein) superposé au tracé évolutif à masse constante (en tirets). Nous remarquons qu'avant t_{RSCha} le modèle avec perte de masse se trouve au-dessus du modèle sans perte de masse. Après t_{RSCha} on observe le contraire et autour de t_{RSCha} les deux modèles se rejoignent. On explique ce comportement par le fait que l'évolution calculée avec perte de masse, est obtenue en calculant, à chaque instant t , un modèle de masse égale à la masse instantanée de l'étoile. Comme on fait perdre de la matière à l'étoile, avant t_{RSCha} , l'étoile est plus massive qu'à t_{RSCha} . Le trajet évolutif se trouve donc

TAB. 8.2: Abondances d'un modèle avec $Y = 0.300$ en gardant $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.17$ constant.

variable	valeur
X	0.669
Y	0.300
Z	0.031
$[\text{Fe}/\text{H}]$	0.17
Z/X	0.041

TAB. 8.3: Abondances d'un modèle avec $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.16$ en gardant $Y = 0.267$ constant.

variable	valeur
X	0.706
Y	0.267
Z	0.040
$[\text{Fe}/\text{H}]$	0.16
Z/X	0.027

au-dessus de celui à masse constante. À t_{RSCha} la masse de l'étoile est égale à la masse de RS Cha. Les deux trajets évolutifs coïncident donc. Enfin, après t_{RSCha} , la masse de l'étoile continue à diminuer et elle devient inférieure à celle de RS Cha. Le trajet évolutif est donc en-dessous de celui à masse constante. En outre, j'ai vérifié qu'en faisant accréter de la matière à l'étoile, nous observons le comportement opposé du trajet évolutif : avant t_{RSCha} , le trajet est en-dessous de celui à masse constante, tandis qu'après t_{RSCha} , le trajet est au-dessus. Dans les deux cas (perte de masse ou accrétion), à t_{RSCha} les modèles sont identiques à celui sans perte de masse.

Des modèles plus complets de l'évolution d'une étoile accréant de la masse ont été développés par Siess et ses collaborateurs (Siess & Forestini 1996). Ils ont calculés des tracés évolutifs dans le diagramme HR en considérant différents types d'accrétion et de taux d'accrétion. On remarque une différence entre les différents modèles avec et sans accrétion au début de la phase PMS. Lorsque l'accrétion s'arrête le tracé évolutif rejoint le tracé sans accrétion, et ce quelque soit la taux et le type d'accrétion (Siess et al. 1997).

Jusqu'à maintenant, nous n'avons trouvé aucun paramètre dont les modifications font varier le trajet évolutif dans la région du diagramme HR où se trouve RS Cha. Je rappelle que pourtant le but est d'inverser le rapport de luminosité $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$.

8.7.7 La métallicité Z et la fraction massique d'hélium Y

Les abondances des métaux et de l'hélium dans les étoiles sont très difficiles à mesurer. En particulier, l'abondance de l'hélium ne peut être connue que si le spectre de l'étoile contient quelques raies d'hélium, ce qui est le cas des étoiles chaudes. Mais pour les étoiles froides, cette quantité est totalement inconnue. La mesure de la métallicité est une donnée un peu plus fréquente mais repose en général sur de nombreuses hypothèses, comme nous avons pu le voir dans le chapitre 7. Pourtant, nous allons montrer que la position dans le diagramme HR d'une étoile d'une masse donnée est fortement modifiée lorsque l'on fait varier soit la métallicité, soit la fraction massique d'hélium.

Dans un premier temps, nous avons augmenté Y de la valeur solaire : $Y_0 = 0.267$ à 0.300 et nous avons gardé le (Z/X) constant. Le tableau 8.2 résume les modifications de X et Z . La valeur de Z a été très peu modifiée, par contre, augmenter Y entraîne une diminution de X . La figure 8.7a montre qu'en augmentant Y , la luminosité et la température ont augmenté toutes les deux. En effet, l'abondance de l'hydrogène et de l'hélium déterminent principalement le poids moléculaire moyen μ . Donc augmenter Y

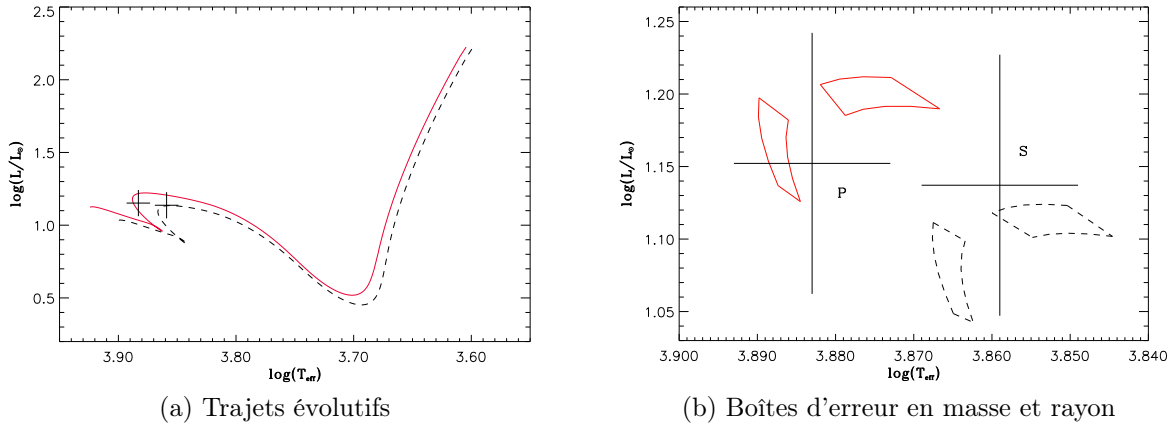


FIG. 8.7: Comparaison entre deux modèles de fraction massique d'hélium différente : modèle standard (en tirets) et $Y = 0.300$ (en trait plein). Les croix représentent les erreurs en température effective et luminosité observées des deux étoiles. Sur la figure (b) les trajets évolutifs PMS n'ont pas été tracés pour plus de clarté.

(et diminuer X) revient à augmenter μ . Considérons maintenant, deux étoiles homologues de même masse et même rayon. Dans une des deux, le poids moléculaire moyen est plus grand. Il est donc nécessaire d'augmenter sa température pour augmenter suffisamment la pression afin de contrebalancer le surpoids engendré par la matière en excès. A rayon constant et en faisant appel à la loi de Stefan, si la température augmente, alors la luminosité augmente. Donc la température effective et la luminosité de l'étoile croissent lorsqu'on augmente la fraction massique d'hélium.

Nous devons raisonner un peu différemment lorsqu'on diminue la métallicité de $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.17$ à $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.16$ (métallicité solaire), car elle ne joue quasiment aucun rôle dans le poids moléculaire moyen. Par contre diminuer la métallicité entraîne une diminution de l'opacité (κ) globale de l'étoile. Nous verrons dans le paragraphe 8.7.8 que diminuer l'opacité entraîne une augmentation de la température effective et de la luminosité, comme l'illustre la figure 8.8a. Le tableau 8.3 présente les valeurs des abondances massiques en faisant varier $[\text{Fe}/\text{H}]$ et en gardant Y constant et égal à 0.267

Nous avons donc trouvé que les trajets évolutifs dans la région de RS Cha du diagramme HR sont sensibles à la fraction massique d'hélium et à la métallicité. Cependant, quelle que soit la masse, les trajets évolutifs sont sensibles de la même manière. Sur la figure 8.7b sont représentées uniquement les boîtes d'erreur en masse et rayon calculées avec $Y = 0.267$ (en tirets) et avec $Y = 0.300$ (en trait plein), dont la détermination est expliquée au paragraphe 8.6. Nous n'avons pas représenté les trajets évolutifs pour plus de clarté. On remarque qu'en modifiant Y les boîtes se sont translattées d'une même quantité vers des luminosités et températures plus grandes. La figure 8.8b illustre le même phénomène quand on passe de $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.17$ (en tirets) à $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.16$ (en trait plein). On ne peut donc pas inverser le rapport $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$ en modifiant Y ou $[\text{Fe}/\text{H}]$.

8.7.8 L'opacité

Les tables d'opacité de OPAL et d'Alexander & Ferguson (1994) sont calculées avec une erreur de 10 %. Nous avons voulu tester l'effet sur les chemins évolutifs lorsque

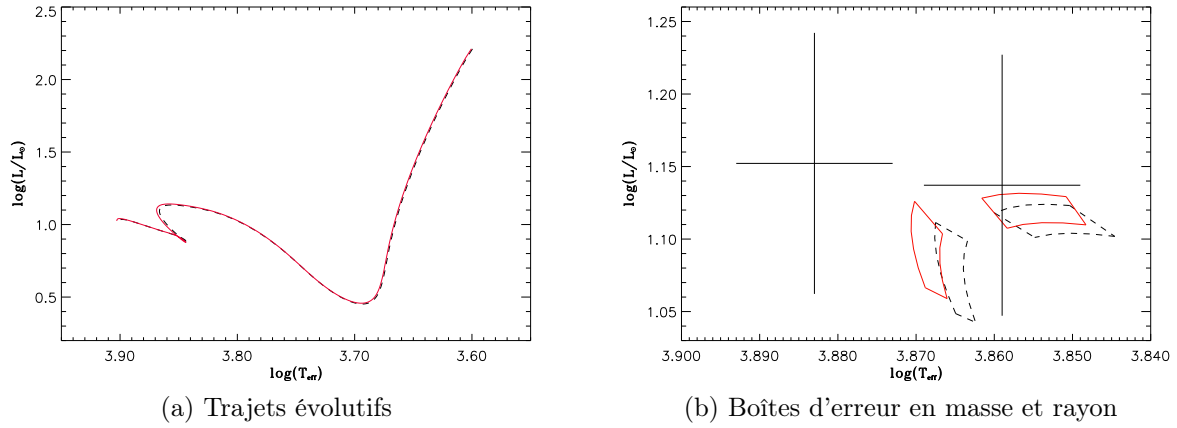


FIG. 8.8: Comparaison entre deux modèles de métallicité différente : modèle standard (en tirets) et $[Fe/H] = 0.16$ (en trait plein). Les croix représentent les erreurs en température effective et luminosité observées des deux étoiles. Sur la figure (b) les trajets évolutifs PMS n'ont pas été tracés pour plus de clarté.

l'on diminue l'opacité globale de l'étoile de 10 %. Nous observons sur la figure 8.9a, que les trajets évolutifs ont migré vers de plus grandes températures et de plus grandes luminosités. En diminuant l'opacité, l'énergie est émise plus facilement et dans le but de maintenir l'équilibre hydrostatique, l'étoile devient plus dense et plus chaude au centre entraînant une augmentation en luminosité et température effective (cf. paragraphe 8.7.1).

Les trajets évolutifs sont donc sensibles à l'opacité mais ils migrent d'une même quantité quelle que soit la masse (figure 8.9b). Les boîtes se sont translatées ensemble vers des luminosité et température plus grandes, le rapport $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$ est toujours inférieur à 1.

La différence entre les deux composantes de RS Cha réside dans le fait que la première a commencé la diminution de sa luminosité tandis que la deuxième se trouve juste avant cette diminution (cf. les deux boîtes sur la figure 8.2). Pour inverser le rapport $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$ il faut donc trouver un paramètre qui retarde la diminution de la luminosité. Jusqu'à présent nous avons fait varier des paramètres qui n'agissent que sur le transport de l'énergie à l'intérieur de l'étoile, sans obtenir de résultat satisfaisant. Nous allons maintenant faire varier des paramètres qui agissent directement sur la production d'énergie à l'intérieur de l'étoile. Nous n'allons pas agir sur la production d'énergie gravitationnelle qui est présente tout le long du trajet évolutif, mais sur la production d'énergie nucléaire qui est responsable de la diminution de la luminosité observée dans la région du diagramme HR où se trouve la composante primaire de RS Cha (cf. paragraphe 8.4). Nous allons donc essayer de retarder le déclenchement des réactions nucléaires.

8.7.9 Les taux des réactions nucléaires

Les taux de NACRE (Angulo et al. 1999) utilisés dans nos modèles sont eux aussi calculés avec une erreur de 10 %. Bien que durant la majeure partie de la phase PMS

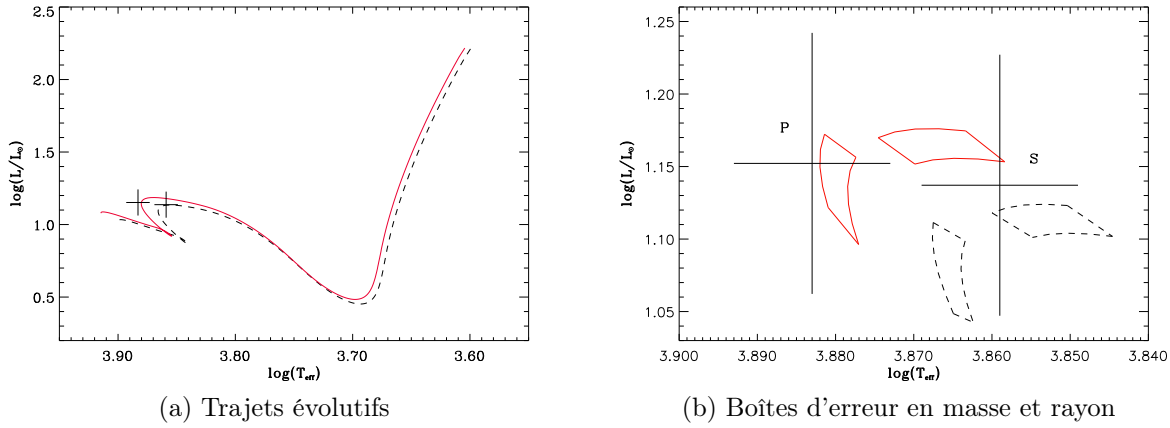


FIG. 8.9: Comparaison entre deux modèles d'opacité différents : le modèle standard (en tirets) et un modèle dont l'opacité globale de l'étoile a été diminuée de 10 % (en trait plein). Les croix représentent les erreurs en température effective et luminosité observées des deux étoiles. Sur la figure (b) les trajets évolutifs PMS n'ont pas été tracés pour plus de clarté.

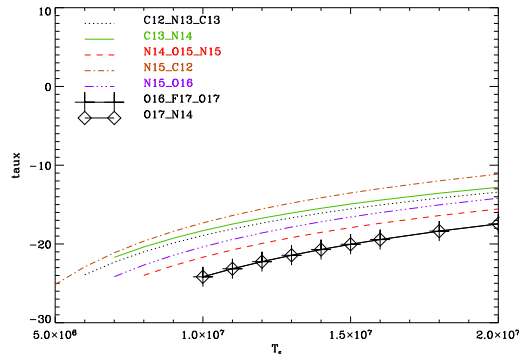


FIG. 8.10: Variation des taux des réactions nucléaires avec la température du milieu, tabulés dans NACRE (Angulo et al. 1999). Les réactions nucléaires indiquées en haut à gauche de la figure font références aux réactions (8.12) du cycle CNO.

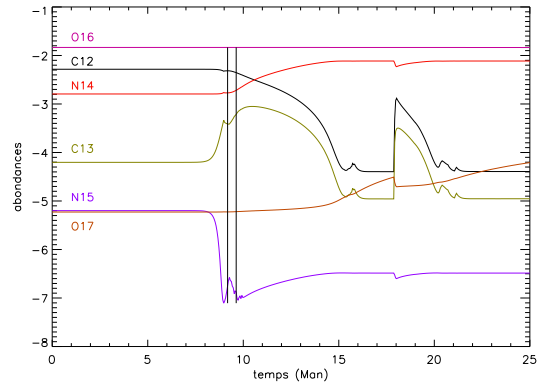


FIG. 8.11: Variation des abondances CNO en fonction du temps pendant la phase PMS. Les deux barres verticales indiquent la position de RS Cha. L'axe des abscisses donne le temps écoulé depuis l'initialisation du modèle. L'axe des ordonnées donne les abondances n_i en dex.

l'énergie produite par l'étoile est majoritairement gravitationnelle, les réactions nucléaires démarrent avant d'arriver sur la ZAMS et participent de plus en plus à l'énergie libérée par l'étoile à la fin de l'évolution PMS.

Dans le but de savoir quelles sont les réactions qui participent à la production d'énergie nucléaire, nous avons tracé les taux des réactions nucléaires en fonction de la température et les variations d'abondances en fonction du temps. Au moment où les réactions nucléaires commencent à être importantes, la température centrale vaut environ $1,7 \cdot 10^8$ K. En observant les variations d'abondances au cours du temps sur la figure 8.11, on se rend compte que seules les réactions $^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$, $^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$, $^{14}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}$, et $^{15}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O}$ sont actives à l'âge de RS Cha. De plus les abondances d'oxygène sont importantes et les taux des réactions $^{16}\text{O} \rightarrow ^{17}\text{O}$ et $^{17}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}$ sont faibles, les variations d'abondances en oxygène sont alors négligeables, et donc les réactions $^{16}\text{O} \rightarrow ^{17}\text{O}$ et

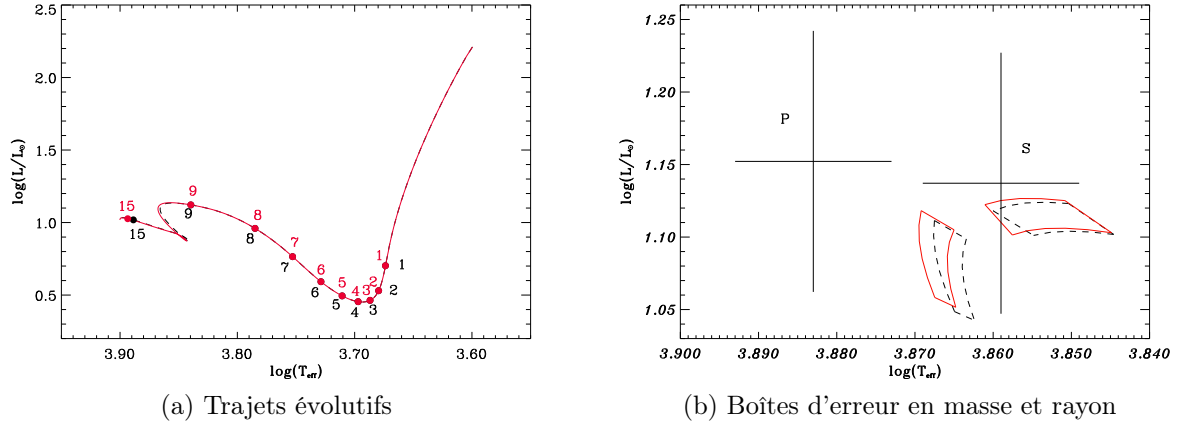


FIG. 8.12: Comparaison entre deux modèles de réactions nucléaires différentes : le modèle standard (en tirets) et un modèle dont le taux de la réaction $^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ a été diminué de 10 % (en trait plein). Les croix représentent les erreurs en température effective et luminosité observées des deux étoiles. Sur la figure (b) les trajets évolutifs PMS n'ont pas été tracés pour plus de clarté.

$^{17}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}$ ne sont pas actives.

La figure 8.12a illustre le comportement des modèles lorsque l'on diminue de 10 % le taux de la réaction $^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ introduite au paragraphe 8.3. On remarque que les tracés évolutifs sont identiques jusqu'à un âge d'environ 9 Man. Puis les tracés se séparent : la luminosité et la température commencent à diminuer, alors que celles du deuxième modèle continuent à augmenter avant de diminuer. D'après le paragraphe 8.4, la baisse de luminosité est liée à l'apparition du cœur convectif, qui se développe suite à l'allumage des réactions nucléaires au centre, et en particulier des réactions $^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ et $^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$. Le fait de diminuer le taux de la réaction $^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ implique un retard dans l'allumage. Comme c'est une des premières réactions nucléaires qui se déclenche, elle a un pouvoir non négligeable sur l'apparition du cœur convectif et donc la diminution du taux retarde son apparition entraînant un retard dans la diminution de la luminosité. La figure 8.12b montre un déplacement de la boîte de la composante primaire par rapport à celle de la composante secondaire, qui va enfin dans le bon sens : la primaire s'est déplacée vers les plus grandes luminosités tandis que la secondaire est restée au même endroit. Une baisse de 10 % sur les taux des réactions nucléaires n'est pas suffisante pour obtenir un rapport $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$ supérieur à un.

Les réactions $^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$, $^{14}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}$, et $^{15}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O}$ du cycle CNO interviennent aussi à la fin de la PMS. On observe le même comportement lors de la diminution de leur taux, mais de moins grande amplitude.

8.7.10 Les abondances de carbone, azote et oxygène

Nous définissons le logarithme de l'abondance N_i d'un élément chimique i dans une échelle où l'abondance d'hydrogène en nombre est $N_{\text{H}} = 10^{12}$, c'est-à-dire :

$$n_i = \log \frac{N_i}{N_{\text{H}}} + 12 \quad (8.13)$$

Pour retarder le déclenchement des réactions nucléaires, la deuxième solution est de diminuer les abondances des éléments subissant les réactions nucléaires : le carbone et

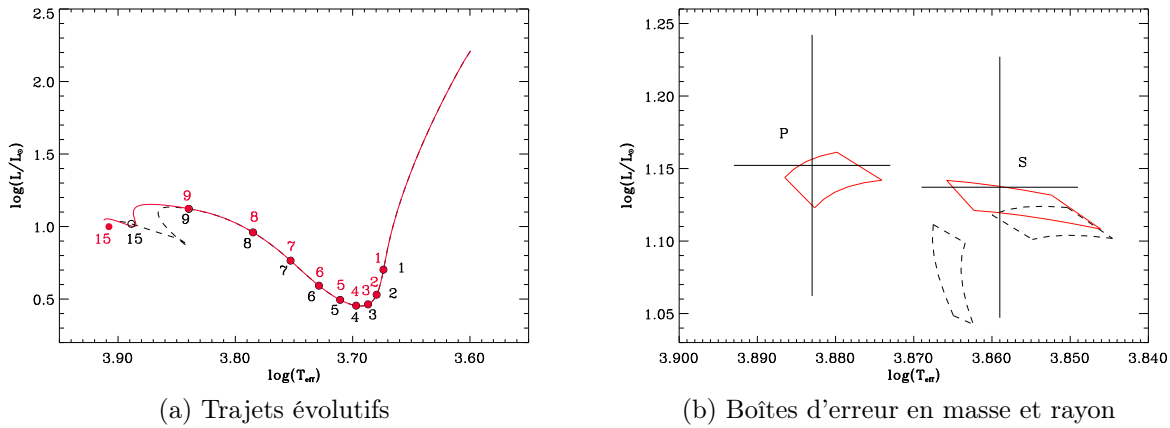


FIG. 8.13: Comparaison entre deux modèles d'abondance de carbone différente : le modèle standard (en tirets) et un modèle dont l'abondance de carbone a été diminuée de 0.7 dex (en trait plein). Les croix représentent les erreurs en température effective et luminosité observées des deux étoiles. Sur la figure (a) les points indiquent les âges du modèle standard (cercles ouverts) et du modèle avec moins de carbone (cercles remplis). Sur la figure (b) les trajets évolutifs PMS n'ont pas été tracés pour plus de clarté.

l'azote. Comme les réactions $^{16}\text{O} \rightarrow ^{17}\text{O}$ et $^{17}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}$ ne sont pas actives, la diminution des abondances d'oxygène n'a aucun effet.

Par contre, le fait de diminuer le carbone ou l'azote dans l'étoile, nous donne enfin le résultat escompté. La figure 8.13a montre le comportement du chemin évolutif d'une étoile de $1.89 M_\odot$ sans toucher aux abondances (tirets) et en diminuant l'abondance du carbone de 0.7 dex (trait plein). On remarque que la diminution de la température effective et de la luminosité totale de l'étoile est retardée. Ceci est dû au retard de l'apparition du cœur convectif comme l'illustre la figure 8.14, qui représente l'évolution du rayon total de l'étoile au cours du temps (trait gras) pour le modèle standard (tirets) et le modèle avec moins de carbone (trait plein). Au début de l'évolution, les deux rayons sont identiques, puis autour de 10 Man le rayon du modèle avec moins de carbone est plus petit que celui du modèle standard. Sur cette figure sont aussi représentées les limites des zones convectives et radiatives (en trait fin). On remarque l'apparition du cœur radiatif entre 0 et 1 Man pour les deux modèles (les tracés sont confondus), qui augmente au cours du temps pour finalement donner une étoile totalement radiative vers 8 Man. Enfin, on observe que l'apparition du cœur convectif vers 9 Man a lieu plus tôt dans le modèle standard (tirets) que dans le modèle avec moins de carbone (trait plein).

J'ai cherché à savoir quelle est la grandeur qui est responsable du retard de l'apparition du cœur convectif, lors d'une diminution de l'abondance du carbone. Dans ce but j'ai comparé deux modèles à un instant t donné. Le premier modèle est le modèle standard et le deuxième modèle est celui qui contient moins de carbone. Sur la figure 8.14 on remarque que le cœur convectif du deuxième modèle (en trait plein) apparaît après le cœur convectif du premier modèle (en tirets). Il existe donc un intervalle de temps pendant lequel le premier modèle possède un cœur convectif alors que l'autre n'en possède pas. J'ai donc choisi un instant t dans cet intervalle pour comparer la structure d'une étoile avec un cœur convectif et celle d'une étoile sans cœur convectif. Cet instant t est 9.1 Man. Remarquons, à l'aide de la figure 8.13a, qu'à l'instant

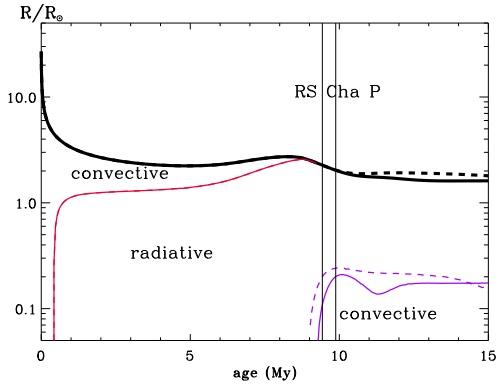


FIG. 8.14: Evolution du rayon de l'étoile (trait épais) en fonction du temps pour le modèle standard (en tirets) et pour le modèle avec moins de carbone (en trait plein) pendant la phase PMS. Les traits fins représentent les limites entre les zones convectives et radiatives pour le modèle standard (tirets) et pour le modèle avec moins de carbone (trait plein). Les deux traits verticaux indiquent la position temporelle de la composante 1 de RS Cha en tenant compte des barres d'erreur en masse et rayon.

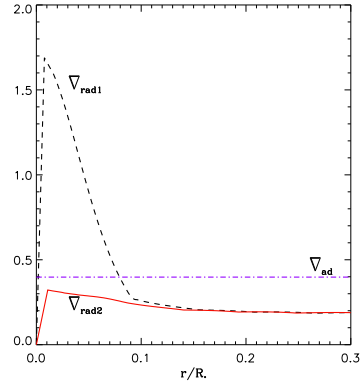


FIG. 8.15: Tracé des gradients radiatifs en fonction de la distance depuis le centre de l'étoile, du modèle standard (en tirets) pris à $t = 8.8$ Man, possédant déjà un cœur convectif, et du modèle avec moins de carbone (en trait plein), au même âge, ne possédant pas encore de cœur convectif. La ligne horizontale en tirets-points représente le gradient adiabatique.

$t = 9.1$ Man, les deux modèles sont encore superposés. Les deux étoiles, à cet instant, sont encore identiques. L'apparition du cœur convectif dans le premier modèle n'a pas encore fait effet. Sur la figure 8.15, j'ai tracé les gradients radiatifs en fonction du rayon de l'étoile à $t = 9.1$ Man du premier modèle (en tirets) et du deuxième modèle (en trait plein). On remarque que, au cœur de l'étoile, le gradient radiatif ∇_{rad1} du premier modèle est supérieur au gradient adiabatique ∇_{ad} , confirmant ainsi que le cœur est convectif, alors que le gradient radiatif du deuxième modèle ∇_{rad2} est inférieur au gradient adiabatique. Le cœur est donc radiatif.

La seule différence entre le premier et le deuxième modèle est qu'on a enlevé du combustible dans le deuxième modèle. Les réactions $^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ et $^{14}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}$ sont donc moins efficaces. Or, la conservation d'énergie nous dit, en première approximation, que l'énergie nucléaire libérée au centre de l'étoile est proportionnelle à L/m (eq. 8.5), L étant la luminosité de l'étoile et m la masse des couches internes. Donc si l'on rend les réactions nucléaires moins efficaces, alors, entre le premier modèle et le deuxième modèle, le rapport L/m a du diminuer. D'autre part, on sait que le gradient radiatif vaut $\propto \frac{L}{m} \frac{\kappa P}{T^4}$ (Kippenhahn & Weigert 1990), où κ est l'opacité, P est la pression, T la température et α est une constante. En modifiant les abondances, l'opacité devrait être modifiée, ainsi que la température et la pression. Dans le but de savoir, parmi L/m , κ , T ou p , quelle est celui qui domine, j'ai calculé $\frac{L}{m} \frac{\kappa P}{T^4}$ de différentes manières :

$$\frac{\nabla_1}{\alpha} = \frac{L_1}{m_1} \frac{\kappa_1 P_1}{T_1^4} \quad \frac{\nabla_2}{\alpha} = \frac{L_2}{m_2} \frac{\kappa_2 P_2}{T_2^4} \quad (8.14)$$

$$\frac{\nabla_a}{\alpha} = \frac{L_2}{m_2} \frac{\kappa_1 P_1}{T_1^4} \quad \frac{\nabla_b}{\alpha} = \frac{L_1}{m_1} \frac{\kappa_2 P_1}{T_1^4} \quad (8.15)$$

$$\frac{\nabla_c}{\alpha} = \frac{L_1}{m_1} \frac{\kappa_1 P_2}{T_1^4} \quad \frac{\nabla_d}{\alpha} = \frac{L_1}{m_1} \frac{\kappa_1 P_1}{T_2^4} \quad (8.16)$$

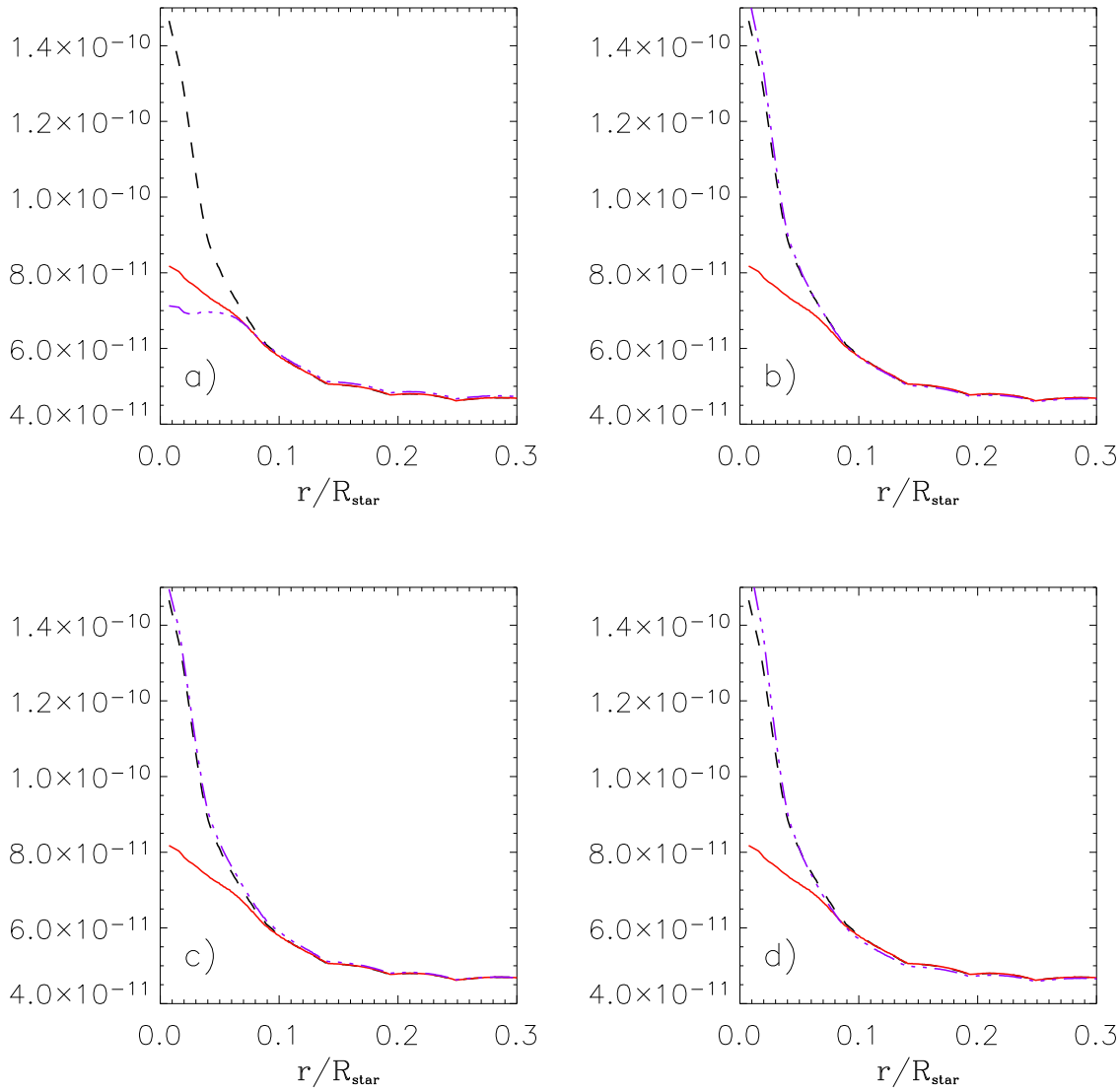


FIG. 8.16: Etude du comportement du gradient radiatif $\nabla_{\text{rad}} \propto \frac{L}{m} \frac{\kappa P}{T^4}$ lorsque l'on change un des quatre paramètres. Dans chaque figure, le tracé en tirets représente $\frac{L}{m} \frac{\kappa P}{T^4}$ du modèle standard (modèle 1), le tracé en tirets représente $\frac{L}{m} \frac{\kappa P}{T^4}$ du modèle avec moins de carbone (modèle 2) et le tracé en tiret-points représente $\frac{L}{m} \frac{\kappa P}{T^4}$ du modèle 1 en remplaçant une des quantités par la valeur calculée par le modèle 2 : (a) L/m , (b) κ , (c) P et (d) T .

où l'indice 1 fait référence au premier modèle et l'indice 2 fait référence au deuxième modèle. ∇_1 et ∇_2 sont les gradients radiatifs du premier modèle et du deuxième modèle. Pour les quatre autres grandeurs, j'ai calculé un gradient radiatif en utilisant les valeurs de luminosité, masse, opacité, pression et température du premier modèle, sauf une pour laquelle j'ai pris la valeur du deuxième modèle. Sur la figure 8.16, dans chaque fenêtre, j'ai tracé les deux gradients radiatifs des deux modèles au facteur α près : $\frac{\nabla_1}{\alpha}$ en tirets et $\frac{\nabla_2}{\alpha}$ en trait plein. Par dessus, en tiret-point j'ai tracé l'une des quatre grandeurs décrites au-dessus : $\frac{\nabla_a}{\alpha}$ dans la fenêtre a), $\frac{\nabla_b}{\alpha}$ dans la fenêtre b), $\frac{\nabla_c}{\alpha}$ dans la fenêtre c) et $\frac{\nabla_d}{\alpha}$ dans la fenêtre d). On remarque, dans la figure 8.16a, que diminuer l'abondance du carbone, implique de diminuer le rapport L/M , comme on s'y attendait. Par contre dans les trois autres fenêtres, diminuer l'abondance du carbone, implique d'augmenter

TAB. 8.4: Paramètres de notre modèle de calibration

Paramètre	Valeur
α	1.62
OSS	0
OSI	0
Equation d'état	OPAL
Loi $T(\tau)$	Eddington
[Fe/H]	0.17
Y	0.272
$\Delta(n_C)$ (dex)	-0.6
$\Delta(n_N)$ (dex)	-0.5

très légèrement l'opacité, la pression et la température. C'est donc la diminution du rapport L/m qui domine est qui est responsable de la diminution du gradient radiatif.

Pour résumer, on diminue l'abondance du carbone, ce qui a pour effet de diminuer l'énergie nucléaire libérée. L/m diminue donc dans le cœur ainsi que le gradient radiatif de manière suffisante pour retarder l'apparition de la convection dans le cœur.

Ayant retardé l'apparition du cœur convectif, d'après le paragraphe 8.4, on retarde ainsi la diminution de la luminosité totale de l'étoile, ainsi que sa température effective. Nous obtenons donc un rapport $(L_P/L_S)_{\text{calc}}$ supérieur à un, conforme aux observations de RS Cha faites depuis 40 ans.

8.8 Résultat de la calibration des deux composantes de RS Cha

Je suis presque arrivée au bout de mon travail. Les luminosités calculées par nos modèles sont dans le bon sens. D'après la figure 8.17, il ne manque pas grand chose pour mettre les croix au milieu des boîtes. Il faut déplacer les boîtes vers des températures et luminosités plus grandes. Or nous n'avons aucune contrainte observationnelle sur la fraction massique d'hélium Y et on a vu dans le paragraphe 8.7.7 qu'il faut augmenter Y pour augmenter la température et la luminosité. D'autre part, le paragraphe 8.7.10 décrit la variation des tracés évolutifs en diminuant seulement le carbone, mais la diminution de l'azote agit aussi de la même façon sur les tracés. Notre modèle de calibration a donc été obtenu en diminuant les abondances de carbone et d'azote et en augmentant la fraction massique d'hélium. Le tableau 8.4 résume la valeur des paramètres de notre modèle de calibration et la figure 8.17 montre le résultat de la calibration.

La diminution de 0.6 dex et 0.5 dex du nombre d'atomes de carbone et d'azote, fournit des abondances égales à 8.25 dex et 7.77 dex respectivement. Nous avons comparé les abondances obtenues à celles mesurées dans les amas jeunes. Daflon et al. (2004) ont mesuré les abondances de plusieurs éléments chimiques dans 69 étoiles jeunes OB réparties dans 25 amas. Ils ont trouvé des abondances comprises entre 8.21 dex et 8.49 dex pour le carbone et entre 7.19 dex et 7.83 dex pour l'azote, montrant que nos abondances sont dans la moyenne et donc raisonnables pour des étoiles jeunes. D'autre part j'ai essayé de trouver des raies de carbone et d'azote dans les spectres de RS Cha que nous avons obtenu au SAAO, mais le spectre est trop bruité pour distinguer ces raies.

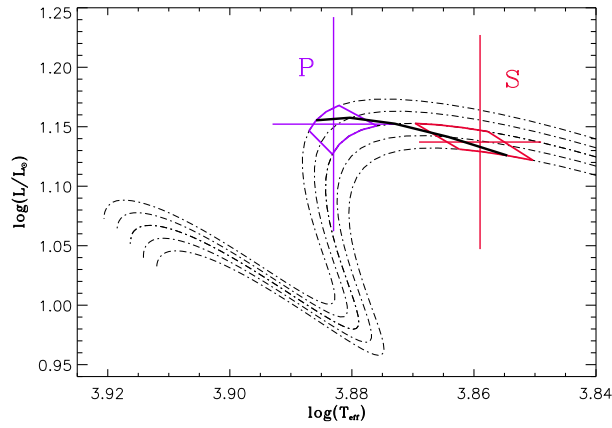


FIG. 8.17: Boîtes d'erreur en masse et rayon calculées avec notre modèle de calibration, de la composante primaire (à gauche) et de la composante secondaire (à droite) de RS Cha représentées dans le diagramme HR. Les croix correspondent aux erreurs en température effective et luminosité observées des deux étoiles. La fin des trajets évolutifs PMS sont tracés en tirets-points pour des masses croissantes de haut en bas et valant : $1.86 M_{\odot}$, $1.87 M_{\odot}$, $1.88 M_{\odot}$, $1.89 M_{\odot}$, $1.90 M_{\odot}$. La trait épais en tirets est l'isochrone de 9.30 Man.

De plus, la fraction massique d'hélium égale à 0.272 (équivalent à $n_{\text{He}} = 10.99$ dex) est raisonnable comparée aux fractions massiques d'hélium mesurées dans de jeunes étoiles B (Mathys et al. 2002).

Finalement, nous avons mentionné au début de ce chapitre, que l'étude d'un système binaire possède une contrainte supplémentaire : les deux étoiles doivent avoir le même âge. Afin de vérifier cette hypothèse, à partir des boîtes d'erreur en masse et rayon, représentant la localisation de chaque étoile dans le diagramme HR, nous en avons déduit un intervalle d'âge pour chaque étoile. Les deux intervalles obtenus se superposent en partie et pour illustrer le résultat, j'ai tracé une des isochrones qui passent dans chaque boîte sur la figure 8.17 et qui correspond à la médiane de l'intersection des deux intervalles.

L'intersection des intervalles nous fournit une mesure de l'âge égale à 9.30 ± 0.14 Man. Toutefois, les barres d'erreur ne sont pas tout à fait représentatives de l'incertitude réelle, car tous les paramètres qui ont été testés dans ce chapitre et qui n'ont donné aucune modification des tracés évolutifs, peuvent donc être modifiés dans notre modèle de calibration, sans changer le résultat. Par contre si ces paramètres n'ont aucun effet dans le diagramme HR, ils ralentissent ou accélèrent l'évolution, changeant l'âge des étoiles. Nous avons choisi un modèle qui n'est pas unique et la différence des âges obtenue en choisissant par exemple une longueur de mélange plus petite doit alors être prise en compte dans l'incertitude.

8.9 Modèle de calibration en utilisant les abondances d'Asplund et al. (2004)

Jusqu'à présent j'ai utilisé les abondances de Grevesse & Noels (1993) pour calculer les modèles. Or le modèle de calibration de RS Cha a été obtenu en modifiant ces abondances, en particulier en diminuant celles du carbone et de l'azote. Il se trouve que

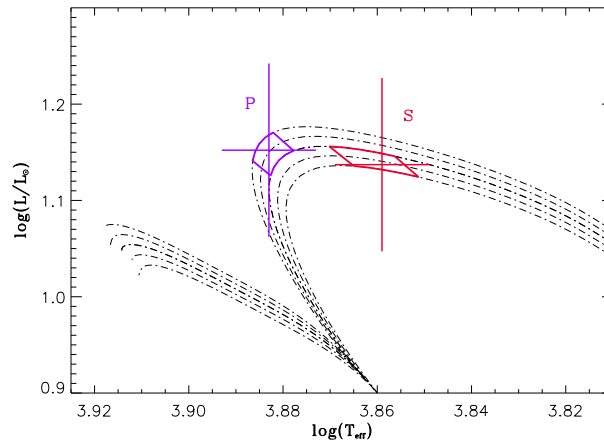


FIG. 8.18: Boîtes d'erreur en masse et rayon calculées avec le mélange solaire d'Asplund et al. (2004), de la composante primaire (à gauche) et de la composante secondaire (à droite) de RS Cha représentées dans le diagramme HR. Les croix correspondent aux erreurs en température effective et luminosité observées des deux étoiles. La fin des trajets évolutifs PMS sont tracés en tirets-points pour des masses croissantes de haut en bas et valant : $1.86M_{\odot}$, $1.87M_{\odot}$, $1.88M_{\odot}$, $1.89M_{\odot}$, $1.90M_{\odot}$.

de nouvelles abondances solaires ont été récemment mesurées en utilisant des modèles solaires à 3 dimensions (Asplund et al. 2004; 2005a;b). Entre les anciennes abondances de Grevesse & Noels (1993) et les nouvelles d'Asplund et al. (2004), on remarque une diminution des abondances de C, d'N, d'O et de Ne.

Nous avons donc calculé de nouveaux modèles en utilisant les mêmes paramètres que notre modèle standard et en prenant ces nouvelles abondances, après avoir recalculé les opacités. La figure 8.18 montre le résultat pour une fraction massique d'hélium $Y = 0.255$. Les boîtes sont directement sur les croix. Nous n'avons pas eu besoin de modifier quoi que ce soit dans le mélange solaire d'Asplund et al. (2004). Seule la fraction massique d'He a été modifiée. Si ces nouvelles abondances sont acceptées par la communauté scientifique, RS Cha aurait donc une composition chimique solaire, contrairement à ce qui a été démontré dans le paragraphe précédent. Ce résultat alimente donc le débat actuellement engagé sur la validité de ces nouvelles abondances solaires.

Nous avons voulu tester la physique stellaire pendant la phase PMS en comparant les modèles aux observations d'un système binaire. Or ce système est composé de deux étoiles quasi identiques et qui couvrent une très petite partie du diagramme HR et de la phase PMS. En étudiant en détail cette partie de l'évolution PMS, nous avons remarqué qu'elle était très peu sensible aux paramètres modélisant les étoiles. C'est donc une région très peu contraignante pour la physique stellaire. A la suite de cette étude, nous avons trouvé un modèle qui reproduit les observations, ne remettant ainsi pas en cause la physique décrivant la structure et l'évolution d'une étoile PMS. Afin de contraindre plus fortement cette physique, nous pouvons étudier les oscillations des deux étoiles de RS Cha. J'ai expliqué dans le chapitre 7, la difficulté de déterminer observationnellement les modes et les périodes de ces oscillations. Par contre, nous pouvons calculer les oscillations théoriques attendues et comparer la période des modes

calculés à l'ordre de grandeur de la période d'une heure que nous avons estimée dans le chapitre 7.

8.10 Calcul des fréquences et des modes d'oscillations des deux étoiles

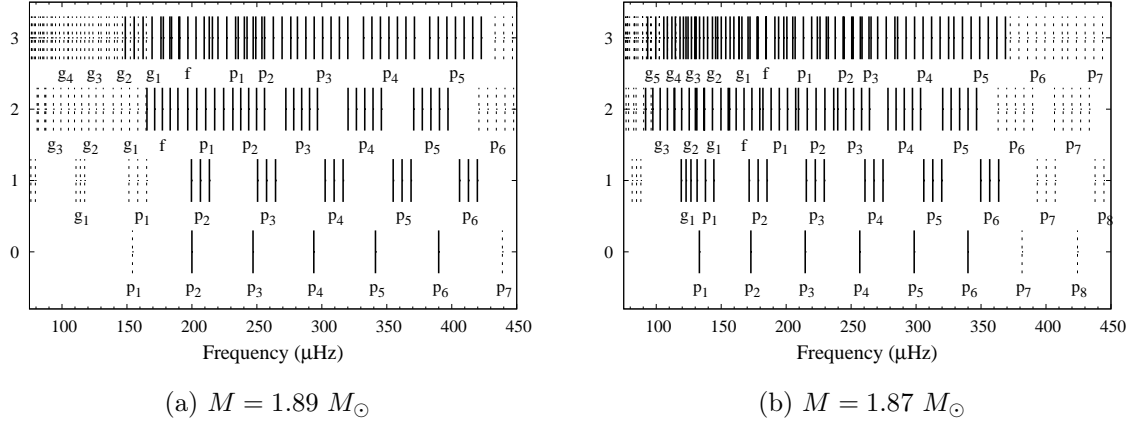


FIG. 8.19: Modes et fréquences des oscillations de la composante 1 (à gauche) et de la composante 2 (à droite) de RS Cha calculées avec le code MAD par Marc-antoine Dupret. L'axe horizontal représente les fréquences en μHz , l'axe vertical représente le degré l , les lettres g indiquent des modes de gravité, les lettres p indiquent des modes de pression et les indices font référence à l'ordre radial du mode.

Les modes et les périodes théoriques des deux composantes de RS Cha ont été calculés en utilisant le code MAD de Marc-Antoine Dupret. Les bords bleu et rouge de la bande d'instabilité ont été déterminés précisément par des calculs de modes radiaux et non-radiaux d'étoiles PMS (Dupret et al. 2005, Grigahcene et al. 2006). Les figures 8.19a et 8.19b montrent les résultats obtenus respectivement pour la première étoile et la deuxième étoile de RS Cha à partir du modèle détaillé dans le tableau 8.4. Les barres en tirets indiquent les modes stables et les barres en trait plein, les modes instables, donc observables. La comparaison entre les deux figures illustrent bien les caractéristiques bien connues d'oscillations de type δ -Scuti : les modes instables ont des fréquences et des ordres radiaux plus grands vers le côté bleu de la bande d'instabilité (pour la première composante).

Nous avons montré dans le chapitre 7 que le système RS Cha est synchronisé. D'autre part nous connaissons précisément la période orbitale du système. Les périodes de rotation de chaque étoile sont donc connues, ce qui nous a permis de calculer au premier ordre le splitting rotationnel (levée de dégénérescence des modes de degré $l \geq 1$) de chaque mode, illustré sur les figure 8.19.

Ces figures nous montrent qu'en moyenne la période est de une heure pour l'étoile primaire et un peu plus d'une heure pour l'étoile secondaire. Or les variations des résidus des vitesses radiales de chaque étoile semblaient être périodiques avec une période de l'ordre d'une heure. D'un côté, ceci montre que la période observée correspond à un petit ordre radial du mode de pression de type δ -Scuti, et d'un autre côté cela montre que nos modèles ne sont pas trop loin de la réalité.

CHAPITRE 9

Conclusion à la deuxième partie

Le but de la première partie de ma thèse était de valider ou d’invalidier la physique stellaire des étoiles pré-séquence principale. Dans ce but j’ai commencé par étudier en détail le système binaire spectroscopique à éclipses RS Cha pour contraindre le plus possible tous ses paramètres fondamentaux, c’est-à-dire la masse, le rayon, la température, la luminosité des deux étoiles et la métallicité du système. Grâce à la grande quantité de spectres obtenus au SAAO par Louis Balona à la demande de Claude Catala, dans le but de détecter des oscillations dans les étoiles, et grâce à la méthode LSD appliquée à tous les spectres, j’ai pu mesurer les vitesses radiales des deux composantes du système avec une bonne précision. L’étude de la courbe des vitesses radiales nous a amenés à montrer une variation de la période orbitale du système. J’ai montré que étant donné le taux de variation $\Delta P/P = 7.7 \times 10^{-6}$, mesuré sur des données s’étalant sur plus de 26 ans, un troisième corps ne peut pas être la cause de ce changement de période orbitale. De plus amples observations sont nécessaires pour confirmer et expliquer cette variation de période orbitale.

La courbe des vitesses radiales nous a d’autre part permis de redéterminer les masses et les rayons de chaque composante avec une très bonne précision (inférieure à 1 % pour les masses et inférieure à 3 % pour les rayons). Par ailleurs en utilisant les profils moyens en intensité obtenus avec la méthode LSD j’ai mesuré la vitesse de rotation projetée $v \sin i$ de chaque étoile. Je trouve que le rapport des $v \sin i$ des deux composantes est égal au rapport de leur rayon. Je montre ainsi que le système est synchronisé. Ce résultat est en accord avec la prédiction de l’évolution d’un système binaire sous l’action des forces de marées car, d’une part l’excentricité du système RS Cha étant proche de 0 : $e \sin \omega = -0.013 \pm 0.004$ (Clausen & Nordström 1980) il est donc synchronisé, d’autre part les forces de marées d’un tel système prédisent un temps de synchronisation plus court que le temps de circularisation (Zahn 1977) et enfin l’âge du système valant environ 6 Man est plus grand que le temps de circularisation de 5 Man calculé par Mayer & Hanna (1991) pour RS Cha.

En comparant les spectres observés dans différentes régions spectrales autour de raies d’espèces chimiques différentes de potentiels d’ionisation variés, à un spectre synthétique calculé à l’aide des modèles d’atmosphère de Kurucz (1993) et du code de transfert de Piskunov (1992) j’ai déterminé la métallicité du système. Les valeurs de Z obtenues à partir de différentes espèces chimiques d’ionisation différente sont identiques dans les barres d’erreur. La liste des raies utilisée pour cette étude contient aussi bien des paires de raies de même espèce chimique et de même état d’ionisation mais de potentiels d’excitation différents (tel que FeI 4957 Å et 5227 Å), que des espèces chimiques identiques mais d’état d’ionisation différents. Ceci montre que le choix de la température effective et de la gravité des deux composantes est correct. De plus nous trouvons des mêmes valeurs de Z en utilisant des raies d’espèces chimiques différentes. L’hypothèse des rapports d’abondance égaux à ceux du Soleil est donc vérifiée et la méthode de mesure de la métallicité est consistante.

Tous les résultats de l’étude spectroscopique de ce système ont été publiés dans un article intitulé *Pulsations and metallicity of the pre-main sequence eclipsing spectroscopic binary RS Cha* (Alecian et al. 2005) (Annexe C).

J’ai ensuite utilisé la valeur obtenue de la métallicité Z ainsi que les nouvelles masses et rayons des deux étoiles pour tester la physique des étoiles PMS sans rotation ni champ magnétique. La méthode employée fut de comparer les températures

et luminosités observées des deux étoiles à celles calculées par un modèle de même masse et rayon que ceux observés. Le modèle standard défini en imposant des valeurs standard aux grandeurs paramétrisant le modèle n'a pas réussi à reproduire les observations. Dans le but de retrouver les luminosités et températures des deux étoiles et en particulier le rapport de leur luminosité, j'ai fait varier une grande quantité de paramètres. Dans la majorité des cas le résultat fut négatif. En particulier tous les paramètres agissant uniquement sur le transfert d'énergie à l'intérieur de l'étoile n'ont aucune incidence sur les trajets évolutifs dans la région du diagramme HR de RS Cha. Dans cette même région la seule chose qui différencie les deux étoiles est l'état d'évolution du cycle CNO. Le cycle CNO de l'étoile primaire qui est la plus massive des deux s'est enclenché un peu plus tôt que dans la secondaire. J'ai donc montré que c'est en agissant sur la production d'énergie que les tracés évolutifs des deux étoiles peuvent bouger l'un par rapport à l'autre. En particulier seule la diminution des abondances de carbone et d'azote permet de reproduire les paramètres fondamentaux des deux étoiles en même temps. Le modèle de calibration des deux étoiles ne se différencie donc du modèle standard que par la composition chimique. Les rapports d'abondance des métaux de RS Cha ne sont donc pas solaires. Cette étude a été rédigée dans l'article intitulé *Calibration of the pre-main sequence RS Cha binary system* (Alecian et al. 2006) (Annexe D).

Récemment de nouvelles abondances solaires ont été déterminées par Asplund et ses collaborateurs (Asplund et al. 2004; 2005a;b). La différence entre ces nouvelles abondances et celles de Grevesse & Noels (1993), que j'ai utilisées dans un premier temps, est une diminution des abondances de carbone, azote, oxygène et néon. J'ai donc calculé des modèles en utilisant ces nouvelles abondances et les nouvelles opacités qui en découlent. Ces modèles reproduisent très bien les paramètres observés des deux composantes de RS Cha, sans avoir besoin de modifier quoi que ce soit dans le mélange d'Asplund et al. ni dans la physique standard incluse dans les modèles. Ce résultat alimente ainsi le débat actuellement engagé sur la validité de ces nouvelles abondances (Alecian et al. 2006, en préparation).

Ces résultats ne mettent pas en défaut la physique décrivant la structure interne et l'évolution des étoiles PMS dans la région du diagramme HR de RS Cha et peut ainsi constituer une base pour l'introduction de la rotation et du champ magnétique dans les modèles stellaires.

Troisième partie

III. Etude observationnelle du champ magnétique dans les étoiles de Herbig

"Ce qui embellit le désert, dit le Petit Prince, c'est qu'il
cache un puits quelque part"

Antoine de Saint Exupéry, *Le Petit Prince*

CHAPITRE 10

Introduction à la troisième partie

Nous abordons la deuxième partie de mon travail : le champ magnétique des étoiles de Herbig. J'ai déjà précisé dans l'introduction de ce document les questions que l'on se pose sur l'évolution du champ magnétique dans les étoiles. D'après l'hypothèse d'un champ fossile on s'attend à ce qu'il soit présent à tous les stades de l'évolution d'une étoile et en particulier dans les étoiles PMS de Herbig Ae/Be. De plus de nombreuses étoiles de Herbig Ae/Be montrent des preuves indirectes de l'existence d'un champ magnétique dans ces étoiles.

Des tentatives de détection de champ magnétique dans les étoiles de Herbig Ae/Be ont déjà eu lieu. Catala et al. (1993) ont observé AB Aur au CFHT en utilisant un polarimètre Zeeman (un des ancêtres d'ESPaDOnS) placé avant le spectrographe Coudé du CFHT. Il ne trouvèrent aucun signal dans le spectre du paramètre de Stokes V dans la raie Fe II 5018 Å et mesurèrent une limite supérieure du champ magnétique d'environ 1 kG. Catala et al. (1999) essaya à nouveau de détecter un champ magnétique dans cette étoile en utilisant l'instrument MUSICOS qui fut spécialement installé au CFHT. Ils n'observèrent aucune signature Zeeman et baissèrent la limite supérieure du champ magnétique à 300 G. Donati et al. (1997) observa plusieurs étoiles froides et chaudes dont deux étoiles de Herbig en utilisant le spectrographe UCLES de l'AAT accompagné du polarimètre SemelPol, et en appliquant la méthode Déconvolution Moindres Carrés aux spectres obtenus. Il détecta un champ magnétique de 50 G dans l'étoile de Herbig Ae/Be HD 104237, mais n'obtint aucune détection dans l'autre étoile de Herbig Ae/Be observée HD 100546. Ce fut la première détection d'un champ magnétique dans ces étoiles et elle resta pendant longtemps la seule détection directe jusqu'à l'arrivée récente de nouveaux instruments comme FORS1 au VLT et ESPaDOnS au CFHT.

Les très grandes performances d'ESPaDOnS, qui seront décrites dans le chapitre 12, et la méthode LSD décrite dans le chapitre 7, augmentèrent considérablement les chances de détection d'un champ magnétique dans les étoiles de Herbig. Une collaboration s'est donc installée entre l'équipe de Gregg Wade au Canada et l'équipe de Claude Catala en France pour la recherche de champs magnétiques dans ces étoiles. Des deux côtés, du temps a été obtenu au CFHT avec ESPaDOnS et nous avons pu entamer une recherche systématique de champ magnétique dans les étoiles de Herbig.

Le premier chapitre de cette troisième partie donne quelques rappels sur le transfert de lumière polarisée et donne quelques résultats dans l'approximation du champ faible qui seront utilisés pour l'interprétation des spectres Stokes V . Le deuxième chapitre décrit l'instrument ESPaDOnS avec lequel j'ai observé. Enfin, le troisième chapitre présente les campagnes d'observation qui ont eu lieu au sein de notre collaboration franco-canadienne et donne une interprétation des résultats obtenus.

CHAPITRE 11

La spectropolarimétrie

Sommaire

11.1 Pourquoi la spectropolarimétrie ?	126
11.2 Description classique de la lumière polarisée	126
11.3 Phénomène de polarisation des raies spectrales par l'effet Zeeman .	128
11.4 L'équation de transfert polarisée	131
11.4.1 Quelques rappels sur le transfert de rayonnement non polarisé	131
11.4.2 Les équations de transfert en lumière polarisée	131
11.4.3 Valeurs des coefficients d'absorption et de dispersion	133
11.4.4 Résolution des équations de transfert dans le cas du champ faible	135
11.5 Fonctionnement d'un polarimètre	136
11.5.1 Principe du retardateur	137
11.5.2 Le prisme de Wollaston	137
11.5.3 Combinaison d'une lame quart-d'onde avec un prisme de Wol- laston	139

11.1 Pourquoi la spectropolarimétrie ?

Il existe différentes façons de détecter et mesurer un champ magnétique dans des objets astrophysiques. Dans le cas des étoiles la seule preuve directe qu'un champ magnétique existe à leur surface est le dédoublement des raies spectrales par effet Zeeman. En effet, une raie sensible au champ magnétique se divise en trois composantes lorsqu'elle est formée dans un environnement baignant dans un champ magnétique. Lorsque les raies de l'étoile sont très minces et quand le champ magnétique est intense, on peut observer directement le dédoublement des raies. Or ce n'est pas toujours le cas et de plus nous nous intéressons aussi aux champs faibles. Dans ce cas il existe une autre méthode toujours liée à l'effet Zeeman. On verra un peu plus loin que les composantes d'un triplet Zeeman sont polarisées. La composante bleue est polarisée circulaire gauche, la composante rouge est polarisée circulaire droite et la composante centrale est polarisée linéairement. Dans un premier temps on mesure la polarisation circulaire droite d'un spectre et la polarisation circulaire gauche du même spectre en utilisant un spectropolarimètre, puis on fait la différence entre les deux. Si le résultat est non nul, cela veut dire que les raies se sont dédoublées et donc qu'il existe un champ magnétique à la surface de l'étoile. Dans le cas contraire, aucun champ magnétique n'est détecté.

Je viens de décrire de manière très simplifiée le principe de la spectropolarimétrie qui permet de mesurer des spectres dans un état donné de polarisation de la lumière. Nous allons voir plus en détail la théorie de la spectropolarimétrie, puis la description du spectropolarimètre que j'ai utilisé.

11.2 Description classique de la lumière polarisée

Un faisceau de lumière qui se propage dans le vide peut être considéré comme une superposition d'ondes planes électromagnétiques. Chacune de ces ondes électromagnétiques est entièrement décrite par son champ électrique \mathbf{E} qui, d'après les équations de Maxwell, est contenu dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde \mathbf{e}_k . Notons, \mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 deux vecteurs unitaires appartenant à ce plan, tels que $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_k)$ forment une base orthonormée à trois dimensions. L'onde plane en un point particulier de l'espace peut s'écrire en notation complexe :

$$\mathbf{E}(\mathbf{t}) = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 e^{i(\phi_1 - \omega t)} \\ A_2 e^{i(\phi_2 - \omega t)} \end{pmatrix} \quad (11.1)$$

où, A_1 et A_2 représentent les amplitudes des composantes E_1 et E_2 du champ électrique et ω est la fréquence angulaire. Ces composantes n'oscillent pas forcément en phase dans le plan du champ électrique. On est obligé de rajouter une différence de phase $\phi = (\phi_2 - \phi_1)$ dans la description temporelle des deux composantes. Différents types de polarisation correspondent à des valeurs particulières du déphasage $(\phi_2 - \phi_1)$ entre les deux composantes du champ électrique et des amplitudes A_1 et A_2 . On dit que la lumière est **linéairement polarisée** si $\phi = 0$ ou $\phi = \pi$. Le champ électrique oscille le long d'une droite dans le plan de polarisation. Si par contre, le déphasage $\phi = \frac{\pi}{2}$ ou $\phi = \frac{3\pi}{2}$ et que les deux amplitudes A_1 et A_2 sont égales, on parle alors de **polarisation circulaire** de la lumière : le champ électrique décrit un cercle dans le plan de polarisation. Dans le cas plus général, l'onde est polarisée elliptiquement et

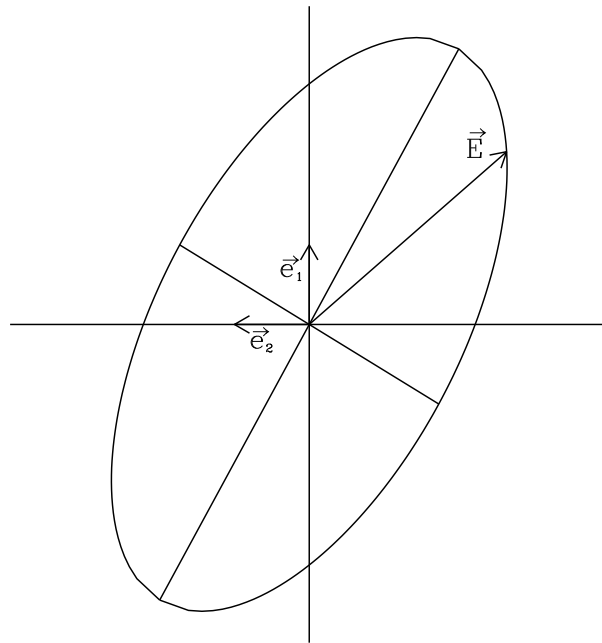


FIG. 11.1: Ellipse de polarisation : le champ électrique \vec{E} décrit une ellipse dans le plan de polarisation (\vec{e}_1, \vec{e}_2) au cours du temps.

l'extrémité du champ électrique dessine, en fonction du temps, une ellipse ressemblant à celle de la figure 11.1.

En pratique, on ne peut pas observer directement le champ électrique d'une onde. Par contre nos détecteurs (CCD, photomultiplicateurs...) répondent au rayonnement reçu avec un signal proportionnel au produit des composantes du champ électrique :

$$E_i^*(t)E_j(t) = A_i A_j e^{i(\phi_j - \phi_i)} \quad \text{où } (i, j = 1, 2) \quad (11.2)$$

où le symbole $*$ se réfère au complexe conjugué. Pour une superposition d'ondes planes, on doit moyenner ces quantités sur l'ensemble des ondes. On définit alors le tenseur de polarisation telles que ses composantes sont :

$$I_{ij} = \langle E_i^*(t)E_j(t) \rangle \quad (11.3)$$

où, le symbole $\langle \dots \rangle$ définit la moyenne sur l'ensemble des ondes planes. On peut réécrire ce tenseur sous la forme d'une matrice :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} \langle E_1^* E_1 \rangle & \langle E_2^* E_1 \rangle \\ \langle E_1^* E_2 \rangle & \langle E_2^* E_2 \rangle \end{pmatrix} \quad (11.4)$$

S'il n'y a aucune corrélation entre les différentes ondes moyennées, les éléments non-diagonaux de la matrice sont nuls et la lumière est alors non-polarisée. Dans le cas contraire on peut décrire la lumière comme une superposition de différents états de polarisation de la lumière à l'aide des 4 paramètres de Stokes définis à partir de combinaisons linéaires des composantes du tenseur de polarisation :

$$\begin{aligned} I &= (I_{11} + I_{22}) = A_1^2 + A_2^2 \\ Q &= (I_{11} - I_{22}) = A_1^2 - A_2^2 \\ U &= (I_{12} + I_{21}) = 2A_1 A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \\ V &= i(I_{12} - I_{21}) = 2A_1 A_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) \end{aligned} \quad (11.5)$$

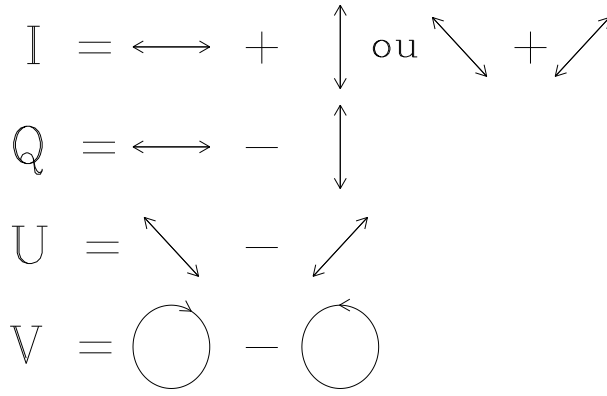


FIG. 11.2: Description schématique des paramètres de Stokes. I est la somme de deux polarisations linéaires orthogonales. Q et U sont obtenus en faisant la différence entre deux polarisations linéaires orthogonales et V est la différence entre la polarisation circulaire droite et gauche de l'onde.

où i est le nombre imaginaire. Ces paramètres ont l'avantage d'être des quantités directement mesurables à l'aide de nos détecteurs.

On peut décrire les paramètres de Stokes de façon plus imagée comme sur la figure 11.2, où les flèches indiquent la direction des oscillations du champ électrique dans le plan de polarisation. Le paramètre I est la somme de deux polarisations linéaires orthogonales et représente l'intensité de l'onde électromagnétique. Les paramètres Q et U décrivent la polarisation linéaire de la lumière. Plus exactement, le paramètre Q est la différence entre deux lumières polarisées linéairement dont l'une est orthogonale à l'autre. Le paramètre U est aussi la différence entre deux lumières polarisées linéairement orthogonales l'une à l'autre, mais faisant un angle de 45° avec celles du paramètre Q . Enfin le paramètre V est la différence entre les lumières polarisées circulairement droite et gauche.

11.3 Phénomène de polarisation des raies spectrales par l'effet Zeeman

Il existe de nombreux phénomènes permettant de polariser ou dépolariser la lumière émise par un atome (les collisions, résonance, effet Hanle...). Cependant je ne vais décrire que l'effet Zeeman qui est directement lié à la présence d'un champ magnétique dans le milieu de formation des raies stellaires.

En présence d'un champ magnétique, certains niveaux d'énergie d'un atome se divisent en plusieurs sous-niveaux équidistants en longueur d'onde. C'est ce qu'on appelle l'effet Zeeman. Sur la figure 11.3 de gauche est représenté un cas très simple de dédoublement du niveau supérieur de la transition. Sans champ magnétique ($B = 0$) seule une transition est possible à la fréquence ν_0 . Le spectre montre une raie à la longueur d'onde $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$. En présence d'un champ magnétique, le niveau supérieur se divise en trois sous-niveaux équidistants en fréquence. Dans ce cas trois transitions du niveau supérieur vers le niveau inférieur sont possibles et trois raies (au lieu d'une seule) se forment dans le spectre. La composante σ_b est la raie dont le centre de gravité se trouve à la fréquence $\nu_0 + g\nu_L$, la composante σ_r est la raie dont le centre de gravité se trouve

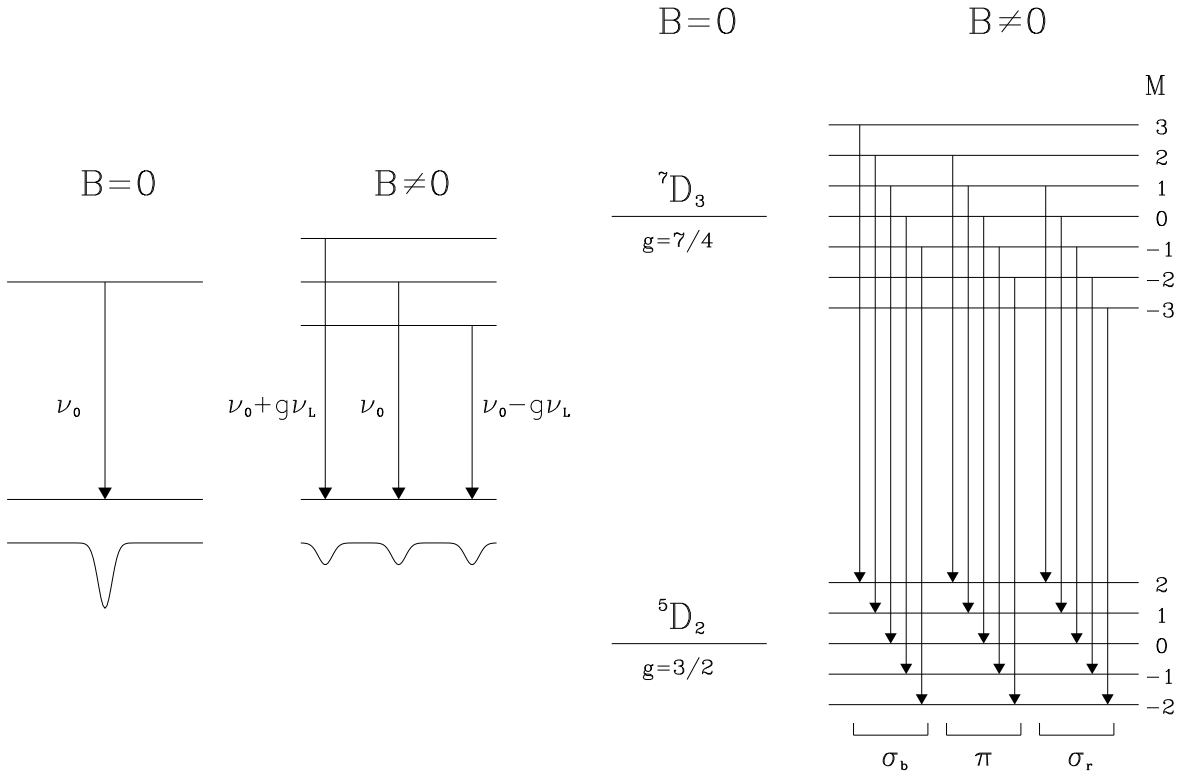


FIG. 11.3: L'effet Zeeman sur les niveaux d'énergie d'un atome. A GAUCHE un cas simple où seul le niveau supérieur de la transition est divisé en trois sous-niveaux par l'effet du champ magnétique (**B**). Le spectre montre alors trois raies au lieu d'une seule aux fréquences ν_0 et $\nu_0 \pm g\nu_L$, où ν_0 est la fréquence de la transition sans champ magnétique. **A DROITE** sont représentés les niveaux d'énergie de la transition de FeI 5247.05 Å en présence d'un champ magnétique (d'après Landi degl'Innocenti 1992). Le niveau supérieur (resp. inférieur) est divisé en 7 (resp. 5) sous-niveaux. Les transitions entre les niveaux d'énergie dont la différence ΔM entre leur nombre quantique magnétique M vaut 1 forment la composante bleue σ_b de la raie, les transitions $\Delta M = 0$ forment la composante centrale π de la raie et les transitions dont $\Delta M = -1$ forment la composante rouge σ_r de la raie.

à la fréquence $\nu_0 - g\nu_L$ et la composante π est la raie dont le centre de gravité se trouve à la fréquence ν_0 , où g est le facteur de Landé du niveau supérieur et $\nu_L = \frac{e_0 B}{4\pi m c}$ est la fréquence de Larmor, avec e_0 la charge élémentaire, B l'intensité du champ magnétique, m la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière.

De manière plus générale, d'après la théorie quantique de la physique, on sait qu'un niveau d'énergie d'un atome est caractérisé par son nombre quantique orbital L , son nombre quantique de spin S et son nombre quantique angulaire J et est noté sous la forme ${}^{2S+1}L_J$. En présence d'un champ magnétique le niveau J est divisé en $2J + 1$ sous-niveaux caractérisés par leur nombre quantique magnétique M qui prend toutes les valeurs entières comprises entre $-J$ et J . L'intervalle en fréquence entre chaque sous-niveau est donné par :

$$\nu_M = gM\nu_L \quad (11.6)$$

La figure 11.3 de droite illustre le cas des transitions permises entre deux niveaux d'énergie 7D_3 et 5D_2 sans champ magnétique et en présence d'un champ magnétique. Le niveau supérieur est divisée en 7 sous-niveaux et le niveau inférieur est divisé en 5 sous-niveaux. La règle de sélection des transitions permises par la mécanique quantique est $\Delta M = 0$ (composantes π) ou $\Delta M = \pm 1$ (composantes σ). Les 15 transitions

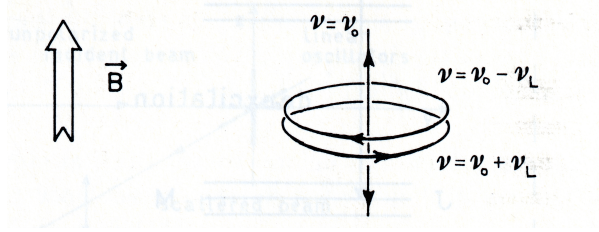


FIG. 11.4: Le théorème de Larmor. On peut décomposer les oscillations d'un électron en trois mouvements : un mouvement linéaire le long de l'axe du champ magnétique avec une fréquence ν_0 et deux mouvements circulaires dans le plan perpendiculaire à l'axe magnétique de fréquence $\nu_0 \pm \nu_L$, où ν_L est la fréquence de Larmor (d'après Shurcliff 1962).

permises sont tracées sur la figure 11.3. Les fréquences des transitions entre les niveaux M et M' valent :

$$\nu_{MM'} = (gM - g'M')\nu_L \quad (11.7)$$

où g et g' sont les facteurs de Landé des niveaux supérieurs et inférieurs respectivement. La raie observée dans le spectre sans champ magnétique est donc divisée en plus que trois composantes. On peut cependant les substituer par trois composantes localisées par leur centre de gravité. La composante π regroupant toutes les composantes dues à des transitions $\Delta M = 0$ est localisée à la fréquence ν_0 tandis les composantes $\sigma_{b,r}$ regroupant les transitions $\Delta M \pm 1$ sont localisées aux fréquences $\nu_0 \pm \bar{g}\nu_L$, où \bar{g} , appelé **facteur de Landé effectif**, est donné par :

$$\bar{g} = \frac{1}{2}(g + g') + \frac{1}{4}(g - g')[J(J + 1) - J'(J' + 1)] \quad (11.8)$$

On obtient ce qu'on appelle le triplet Zeeman. Chaque raie est caractérisée par sa propre valeur de \bar{g} . Plus \bar{g} est grand plus la raie est sensible au champ magnétique et plus le décalage Zeeman entre les trois composantes du triplet sera grand. Certaines raies ne sont pas du tout sensibles au champ magnétique ($\bar{g} = 0$). D'autres raies dont $\bar{g} \sim 2 - 3$ sont particulièrement très sensibles au champ magnétique.

Les deux raies σ sont polarisées circulairement tandis que la raie centrale est polarisée linéairement. Pour le comprendre, je vais raisonner d'un point de vue classique. On peut considérer le mouvement d'un électron autour du noyau de l'atome comme un oscillateur harmonique, la fréquence de l'oscillateur étant égale à la fréquence du rayonnement émis. D'après le théorème de Larmor, en présence d'un champ magnétique, les oscillations de l'électron peuvent être décomposées en trois composantes correspondant chacune à des fréquences différentes (figure 11.4). La composante linéaire de l'oscillation le long de la direction du champ magnétique (la composante π) garde la même fréquence que sans champ magnétique, tandis que les composantes circulaires contenues dans le plan perpendiculaire au champ magnétique (composantes σ) ont des fréquences déplacées de $\pm \nu_L$.

A partir de cette image, on peut comprendre que si l'on observe le long de la direction du champ magnétique le spectre ne montrera que les deux composantes σ dont l'une est polarisée circulairement droite et l'autre est polarisée circulairement gauche. La composante linéaire π n'est pas visible dans cette direction. Si, au contraire, on observe dans une direction perpendiculaire au champ magnétique \mathbf{B} , les trois composantes

π et σ seront visibles dans le spectre et la composante π sera polarisée linéairement parallèle à \mathbf{B} alors les composantes σ seront polarisées linéairement perpendiculaires à \mathbf{B} .

11.4 L'équation de transfert polarisée

Les atomes d'une atmosphère stellaire émettent donc un rayonnement polarisé. La théorie du transfert du rayonnement non polarisé ne peut donc plus s'appliquer ici. Afin d'être la plus claire possible, je mentionnerai quand même les résultats connus du transfert de rayonnement non polarisé pour les comparer à ceux du transfert de rayonnement polarisé. Je ne détaillerai pas du tout les calculs permettant d'aboutir aux équations de transfert, je ne mentionnerai que le nécessaire pour comprendre ce qui est réellement mesuré par un instrument et comment il est possible de le relier au champ magnétique de l'étoile. Tous les calculs sont très bien détaillés dans Semel (1967) et Landi degl'Innocenti (1992).

11.4.1 Quelques rappels sur le transfert de rayonnement non polarisé

L'intensité du rayonnement I_ν dans une étoile n'est ni isotrope ni constante au cours du temps. De l'émission, de l'absorption ou de la diffusion peut avoir lieu en chaque point à l'intérieur de l'étoile. Pour savoir quelle est la quantité d'énergie lumineuse sortant d'une étoile nous devons faire un bilan d'énergie entre ce qui est émis et ce qui est absorbé en chaque point de l'étoile. Dans ce but nous définissons deux termes :

- l'émissivité ϵ_ν qui est l'énergie émise par unité de temps,
- le coefficient d'absorption κ_ν tel que $\kappa_\nu I_\nu$ est égal à l'énergie absorbée par unité de temps.

La variation de l'intensité sur une longueur dz traversée dans la direction de propagation peut donc s'écrire :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu \quad (11.9)$$

Cette équation est ce qu'on appelle l'équation de transfert de la lumière non polarisée. On définit une nouvelle variable spatiale d'intégration, la profondeur optique τ_ν telle que :

$$d\tau_\nu = -\kappa_\nu dz \quad (11.10)$$

On peut donc réécrire l'équation de transfert 11.9 sous la forme :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \quad (11.11)$$

où $S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu}$ est la fonction source.

11.4.2 Les équations de transfert en lumière polarisée

Nous devons réécrire l'équation de transfert pour de la lumière polarisée. Il faut maintenant résoudre 4 équations de transfert, une pour chaque paramètre de Stokes.

On définit le vecteur de Stokes \mathbf{I} tel que :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (11.12)$$

Dans le cas d'une lumière non polarisée, l'absorption et l'émission sont les deux phénomènes principaux pris en compte dans l'équation de transfert. Dans le cas d'une lumière polarisée il faut tenir compte de différents phénomènes supplémentaires :

- l'absorption dépend de la polarisation de la lumière et
- des échanges de polarisation peuvent avoir lieu lors de l'interaction du rayonnement avec la matière.

Les équations de transfert des paramètres de Stokes ne sont donc pas indépendantes les unes des autres et le coefficient d'absorption devient une matrice 4×4 dans le cas d'une lumière polarisée qui doit tenir compte de tous les phénomènes précédemment cités. On peut donc écrire dans un premier temps, sans tenir compte de l'émission, l'équation de transfert de la lumière polarisée sous la forme d'une équation vectorielle (Landi degl'Innocenti 1992) :

$$\frac{d}{dz}\mathbf{I} = -K\mathbf{I} \quad (11.13)$$

où K est ce qu'on appelle la matrice d'absorption qui est définie telle que :

$$K = \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \quad (11.14)$$

Pour comprendre ce que représentent tous les termes de cette matrice on peut la décomposer en trois matrices :

$$K = \begin{pmatrix} \eta_I & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_I & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta_I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & 0 & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & 0 & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_V & -\rho_U \\ 0 & -\rho_V & 0 & \rho_Q \\ 0 & \rho_U & -\rho_Q & 0 \end{pmatrix} \quad (11.15)$$

La première est appelée la matrice d'absorption. Elle tient compte de l'absorption du rayonnement indépendamment de sa polarisation. La deuxième est appelée la matrice de dichroïsme. Elle tient compte du phénomène de dichroïsme qui est une absorption différentielle selon la polarisation du rayonnement. C'est donc aussi une matrice d'absorption, mais dépendante de la polarisation du rayonnement. Enfin, la dernière est la matrice de dispersion, dans le sens où on "disperse la polarisation". Elle tient compte des échanges de polarisation se produisant lors de l'interaction du rayonnement avec la matière.

Nous devons introduire le terme d'émission. Dans l'hypothèse d'Equilibre Thermodynamique Local (ETL), la loi de Kirchhoff nous dit que le rayonnement est absorbé dans les mêmes proportions que le rayonnement émis. Les coefficients d'émission des quatre paramètres de Stokes sont donc ${}^T(\eta_I B_T, \eta_Q B_T, \eta_U B_T, \eta_V B_T)$ où B_T est la fonction de Planck. De plus, dans une atmosphère stellaire, il existe une contribution (non

polarisée) κ_c du continu dans les coefficients d'absorption. L'équation de transfert s'écrit finalement :

$$\frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & \rho_V & -\rho_U \\ \eta_U & -\rho_V & \eta_I & \rho_Q \\ \eta_V & \rho_U & -\rho_Q & \eta_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I - B_T \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (11.16)$$

où $d\tau = -\kappa_c dz$ est la profondeur optique mesurée dans le continu voisin de la raie et où les profils d'absorption η et de dispersion ρ sont normalisés par rapport au coefficient d'absorption du continu κ_c .

11.4.3 Valeurs des coefficients d'absorption et de dispersion

Comme dans le cas non-polarisé, les coefficients d'absorption η et de dispersion ρ sont calculés à partir des profils d'absorption et de dispersion. La différence avec le cas non-polarisé est qu'il faut définir trois profils différents pour chaque composante du triplet Zeeman formée dans le spectre.

D'après le principe d'incertitude de Heisenberg, le profil naturel d'absorption d'une raie est un profil lorentzien $\phi(\nu)$:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2} \quad (11.17)$$

où Γ est défini à partir de la constante d'amortissement $\gamma = 4\pi\Gamma$ et ν_0 est la fréquence du centre de gravité de la raie. Le profil naturel de dispersion est défini à partir du profil lorentzien : $\psi(\nu_0 - \nu) = \frac{\nu}{\Gamma} \phi(\nu)$. En tenant compte de la vitesse thermique v_T et de la vitesse du milieu de formation de la raie v_M , on peut écrire les profils d'absorption et de dispersion des trois composantes b, r et p du triplet Zeeman, b étant la composante décalée vers le bleu du spectre, r étant la composante décalée vers le rouge et p étant la composante π non décalée :

$$\begin{aligned} \phi_p &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} H(v - v_M, a) & \psi_p &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} L(v - v_M, a) \\ \phi_b &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} H(v - v_M + v_B, a) & \psi_b &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} L(v - v_M + v_B, a) \\ \phi_r &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} H(v - v_M - v_B, a) & \psi_r &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu_D} L(v - v_M - v_B, a) \end{aligned}$$

où $a = \Gamma/\Delta\nu_D$, $H(\nu, a)$ est la fonction de Voigt qui est définie par le produit de convolution d'une gaussienne de largeur $\Delta\nu_D$ et du profil d'absorption $\phi(\nu)$, et où $L(\nu, a)$ est la fonction de dispersion définie par le produit de convolution d'une gaussienne de largeur $\Delta\nu_D$ et du profil de dispersion $\psi(\nu)$. Les profils sont exprimés en fonction de la vitesse définie telle que :

$$v = \frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu_D} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} \quad (11.18)$$

où ν_0 et λ_0 sont la fréquence et la longueur d'onde du centroïde de la raie et, $\Delta\nu_D = \nu_0 v_T/c$ et $\Delta\lambda_D = \lambda_0 v_T/c$ sont les élargissements Doppler en fréquence et en longueur d'onde dus à la vitesse thermique des atomes. v_B est le décalage Zeeman en vitesse :

$$v_B = \frac{\bar{g}\nu_L}{\Delta\nu_D} = \frac{\bar{g}\lambda_B}{\Delta\lambda_D} \quad (11.19)$$

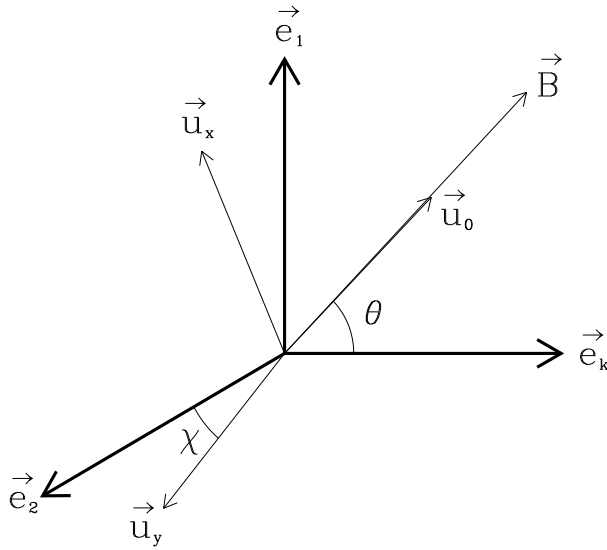


FIG. 11.5: Repère représentant le plan de polarisation ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$), la direction de propagation \mathbf{e}_k de la lumière traversant un milieu représenté par les axes principaux ($\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y, \mathbf{u}_0$) et traversé par un champ magnétique \mathbf{B} aligné selon \mathbf{u}_0 .

où ν_L est la fréquence de Larmor. Ceci nous permet de définir le décalage Zeeman (Zeeman splitting) en longueur d'onde λ_B que nous aurons l'occasion de rencontrer souvent par la suite :

$$\bar{g}\lambda_B = \frac{e}{4\pi mc^2} \bar{g}\lambda_0^2 B = C\bar{g}\lambda_0^2(\text{\AA})B(\text{Gauss}) \quad (11.20)$$

où e est la charge élémentaire, m est la masse de l'électron, c est la vitesse de la lumière et $C = \frac{e}{4\pi mc^2} = 4.67 \times 10^{-13} \text{\AA}^{-1}$ est appelée l'unité de Lorentz.

Dans un milieu anisotrope, traversé par un champ magnétique, l'indice de réfraction dépend de la direction d'oscillation du champ électrique \mathbf{E} . Pour calculer les coefficients d'absorption η et de dispersion ρ à l'aide des profils d'absorption ϕ et de dispersion ψ , nous avons besoin de connaître la direction des axes de polarisation du rayon lumineux et de la direction du champ magnétique par rapport à un référentiel fixe de la matière traversée. Reprenons les trois axes ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_k$) définis au paragraphe 11.1.2 tels que le plan de polarisation contient \mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 , et \mathbf{e}_k est la direction de propagation. Nous définissons trois vecteurs unitaires ($\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y, \mathbf{u}_0$) formant le repère orthonormé de la matière traversée tel que le champ magnétique \mathbf{B} soit colinéaire à \mathbf{u}_0 (voir figure 11.5). Seuls deux angles sont nécessaires pour décrire entièrement la direction du plan de polarisation par rapport à la matière et au champ magnétique :

- θ est l'angle entre la direction du vecteur champ magnétique et la direction de propagation \mathbf{e}_k de l'onde lumineuse (qui est aussi la ligne de visée)
- χ est un angle contenu dans le plan de polarisation de l'onde lumineuse (plan perpendiculaire à la direction de propagation \mathbf{e}_k) entre l'axe de polarisation \mathbf{e}_2 et \mathbf{u}_y , un des trois axes de référence de la matière.

En tenant compte de ces considérations géométriques, nous pouvons montrer que les

coefficients η et ρ s'écrivent de la façon suivante (Landi degl'Innocenti 1992) :

$$\begin{aligned}\eta_I &= 1 + \frac{\eta_0}{2} \left[\phi_p \sin^2 \theta + \frac{\phi_b + \phi_r}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] \\ \eta_Q &= \frac{\eta_0}{2} \left[\phi_p - \frac{\phi_b + \phi_r}{2} \right] \sin^2 \theta \cos 2\chi & \rho_Q &= \frac{\eta_0}{2} \left[\psi_p - \frac{\psi_b + \psi_r}{2} \right] \sin^2 \theta \cos 2\chi \\ \eta_U &= \frac{\eta_0}{2} \left[\phi_p - \frac{\phi_b + \phi_r}{2} \right] \sin^2 \theta \sin 2\chi & \rho_U &= \frac{\eta_0}{2} \left[\psi_p - \frac{\psi_b + \psi_r}{2} \right] \sin^2 \theta \sin 2\chi \\ \eta_V &= \frac{\eta_0}{2} [\phi_r - \phi_b] \cos \theta & \rho_V &= \frac{\eta_0}{2} [\psi_r - \psi_b] \cos \theta\end{aligned}$$

où $\eta_0 = \frac{\pi e^2 f N}{m c \kappa_c}$ est le rapport entre le coefficient d'absorption au centre de la raie de longueur d'onde λ_0 , de force d'oscillateur f produite par N absorbants, et le coefficient d'absorption du continu κ_c . Nous pouvons remarquer que seuls les coefficients reliés à la polarisation linéaire, η_Q , η_U , ρ_Q et ρ_U sont dépendants de l'angle χ donnant la direction des polarisations linéaires par rapport au milieu traversé, contrairement au coefficient η_I qui décrit le transfert de la lumière non polarisée, et η_V et ρ_V qui décrivent le transfert de la lumière polarisée circulairement et qui n'a donc pas de direction privilégiée dans le plan de polarisation. De plus, η_V (resp. ρ_V) est exprimé en fonction de la différence des profils d'absorption (resp. de dispersion) des composantes rouge et bleu de la raie, polarisées circulaire droite et gauche respectivement. Ces équations vont nous servir à résoudre les équations de transfert dans le cas d'un champ faible

11.4.4 Résolution des équations de transfert dans le cas du champ faible

En supposant l'intensité du champ magnétique faible sur toute la surface de l'étoile où se forment les raies, on peut traiter le champ magnétique comme une perturbation. On suppose donc que $\bar{g}\lambda_B \ll \Delta\lambda_D$ et on développe les profils d'absorption et de dispersion au premier ordre en λ_B :

$$\begin{aligned}\phi_p(\lambda) &= \phi_0(\lambda - \lambda_0) & \psi_p(\lambda) &= \psi_0(\lambda - \lambda_0) \\ \phi_{r,b}(\lambda) &= \phi_0(\lambda - \lambda_0) \mp \bar{g}\lambda_B \frac{\partial \phi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda} & \psi_{r,b}(\lambda) &= \psi_0(\lambda - \lambda_0) \mp \bar{g}\lambda_B \frac{\partial \psi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda}\end{aligned}$$

où ϕ_0 et ψ_0 sont les profils d'absorption et de dispersion au centre de la raie. Au premier ordre, les coefficients η_Q , η_U , ρ_Q et ρ_U sont nuls. Par contre :

$$\begin{aligned}\eta_I &= 1 + \eta_0 \phi_0(\lambda - \lambda_0) \\ \eta_V &= -\eta_0 \bar{g}\lambda_B \cos \theta \frac{\partial \phi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda} & \rho_V &= -\eta_0 \bar{g}\lambda_B \cos \theta \frac{\partial \psi_0(\lambda - \lambda_0)}{\partial \lambda}\end{aligned}$$

On en déduit des équations de transfert partiellement découplées pour les quatre paramètres de Stokes :

$$\frac{dI}{d\tau} = \eta_I(I - B_T) + \eta_V V \quad (11.21)$$

$$\frac{dQ}{d\tau} = \eta_I Q + \rho_V U \quad (11.22)$$

$$\frac{dU}{d\tau} = \eta_I U - \rho_V Q \quad (11.23)$$

$$\frac{dV}{d\tau} = \eta_I V + \eta_V(I - B_T) \quad (11.24)$$

En dérivant une fois par rapport à τ les deux équations partielles de Q et U , on trouve une équation différentielle typique d'un oscillateur harmonique. La solution de cette équation est une exponentielle décroissante qui tend vers 0 quand τ tend vers l'infini. Ce qui veut dire qu'au centre de l'étoile le rayonnement n'est pas linéairement polarisé. De plus les équations 11.22 et 11.23 n'ont pas de terme dépendant de la fonction source. Aucune polarisation linéaire n'est créée et Q et U sont donc nuls à travers toute l'atmosphère. Les paramètres de Stokes Q et U sont donc inférieurs d'au moins un ordre de grandeur par rapport à V dans l'approximation du champ faible. C'est la raison pour laquelle on observe en priorité V dans la majorité des étoiles, car on s'attend à ce qu'il soit beaucoup plus intense que Q et U . Lorsque le champ magnétique est intense, des signaux en polarisation linéaire Q et U sont détectés (par exemple dans les étoiles Ap/Bp), mais dans le cas des étoiles de Herbig Ae/Be dans lesquelles on suppose la présence d'un champ magnétique de faible intensité, seule la polarisation circulaire sera mesurée.

D'autre part, η_V est une quantité proportionnelle à λ_B , de même que le paramètre de Stokes V . On peut donc négliger le terme $\eta_V V$ dans l'équation de transfert pour I et on obtient :

$$\frac{dI}{d\tau} = [1 + \eta_0 \phi_0 (\lambda - \lambda_0)] (I - B_T) \quad (11.25)$$

On montre ainsi qu'au premier ordre en λ_B , la raie formée dans une atmosphère avec champ magnétique a la même intensité I_0 que si elle s'était formée dans la même atmosphère mais sans champ magnétique. Enfin, la résolution de l'équation de transfert pour V aboutit à la valeur du paramètre de Stokes V en champ faible (Landi degl'Innocenti 1992) :

$$V = -\bar{g} \lambda_B \cos \theta \frac{dI_0}{d\lambda} = -C \bar{g} \lambda_0^2 B_l \frac{dI_0}{d\lambda} \quad (11.26)$$

où $B_\ell = B \cos \theta$ est la composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée que l'on appelle **champ magnétique longitudinal**. Cette formule nous dit que le paramètre de Stokes V est directement proportionnel au champ longitudinal et à la dérivée en longueur d'onde de l'intensité de la raie. V et I étant deux des observables d'un spectropolarimètre, on a donc accès à la valeur du champ longitudinal B_ℓ .

11.5 Fonctionnement d'un polarimètre

Un spectropolarimètre est constitué, comme son nom l'indique, d'un polarimètre et d'un spectrographe. Je vais décrire en détail le fonctionnement d'un polarimètre reportant la description du fonctionnement d'un spectrographe au chapitre 12.

Le polarimètre que je considère dans ce chapitre est constitué de deux types d'instrument : un retardateur et un polariseur. Un polariseur idéal est un instrument optique qui est totalement transparent au rayonnement dont le champ électrique vibre le long d'un axe particulier (l'axe de polarisation) et totalement opaque au champ électrique vibrant le long d'un axe perpendiculaire à l'axe de polarisation. Un polariseur nous permet donc de sélectionner uniquement la polarisation de la lumière qui nous intéresse, c'est-à-dire celle dont le champ électrique oscille le long de l'axe du polariseur.

Le paramètre de Stokes V est mesuré en soustrayant la polarisation circulaire droite de la lumière à la polarisation circulaire gauche. Or la plupart des polariseurs ne permet de mesurer qu'une seule des deux polarisations à la fois. Il est donc nécessaire

de faire des mesures à deux instants différents pour obtenir les deux polarisations orthogonales. Lors de la soustraction on risque alors d'introduire des erreurs dues aux différences temporelles des deux mesures. Pour éviter ceci, il existe des polariseurs basés sur la biréfringence qui séparent un faisceau de lumière incident en deux faisceaux de polarisation orthogonale. L'un d'eux s'appelle le prisme de Wollaston.

L'autre problème qui se pose dans notre cas est que l'on désire la polarisation circulaire. Or un polariseur n'est sensible qu'au champ électrique oscillant parallèlement à son axe, donc uniquement à la polarisation linéaire. On ne peut donc pas obtenir directement la polarisation circulaire d'un faisceau avec un polariseur. Par contre on peut placer un retardateur devant le polariseur qui permet de transformer la polarisation circulaire en polarisation linéaire.

11.5.1 Principe du retardateur

Un retardateur idéal est caractérisé par un axe rapide (f pour "fast") et un axe lent (s pour "slow"), les deux axes optiques ayant des indices de réfraction différents n_f et n_s . Considérons une onde se propageant dans le retardateur le long de l'axe z qui s'étend de $z = 0$ à $z = l$. Définissons deux vecteurs unitaires le long des deux axes du retardateur \mathbf{e}_f et \mathbf{e}_s , pour les axes lent et rapide respectivement. On peut décrire la propagation de l'onde électromagnétique dans le retardateur par :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} A_f e^{i\phi_f} e^{i(k_f z - \omega t)} \\ A_s e^{i\phi_s} e^{i(k_s z - \omega t)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_f e^{i(k_f z - \omega t)} \\ \varepsilon_s e^{i(k_s z - \omega t)} \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad 0 \leq z \leq l \quad (11.27)$$

où k_f et k_s sont les nombres d'onde définis par :

$$k_f = n_f \frac{2\pi}{\lambda} \quad k_s = n_s \frac{2\pi}{\lambda}$$

où λ est la longueur d'onde dans le vide. On peut exprimer les composantes lentes et rapides du champ électrique à la sortie du retardateur en fonction de celles à l'entrée du retardateur :

$$\begin{pmatrix} E_f(l, t) \\ E_s(l, t) \end{pmatrix} = e^{i\psi} \begin{pmatrix} E_f(0, t) \\ E_s(0, t) e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (11.28)$$

où $\psi = n_f \frac{2\pi l}{\lambda}$ et $\delta = (n_s - n_f) \frac{2\pi l}{\lambda}$. Le retardateur produit une différence de phase entre les composantes lentes et rapides du champ électrique. Dans le cas où $\delta = \frac{\pi}{2}$ on appelle cet instrument une lame quart-d'onde. Si $\delta = \pi$, on l'appelle une lame demi-onde. Si le déphasage entre les deux composantes à l'entrée d'une lame quart-d'onde est $\pi/2$ ou $3\pi/2$, à la sortie il vaudra π ou 0 . Une lumière polarisée circulairement à l'entrée d'une lame quart-d'onde sera donc polarisée linéairement à sa sortie et inversement. Étant donné que les deux amplitudes du champ électrique d'une onde polarisée circulairement sont égales, la polarisation circulaire droite sera transformée en polarisation linéaire suivant un axe faisant 45° avec l'axe rapide et la polarisation gauche sera transformée en polarisation linéaire suivant un axe faisant 45° avec l'axe lent.

11.5.2 Le prisme de Wollaston

Après avoir traversé une lame quart-d'onde, l'information sur la polarisation circulaire droite et gauche du faisceau incident (avant d'avoir traversé la lame quart-d'onde)

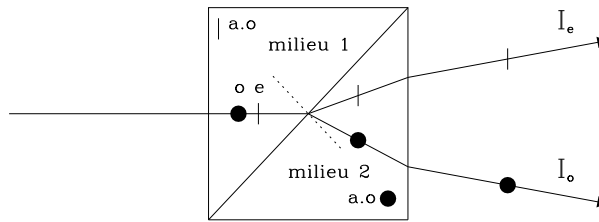


FIG. 11.6: Le prisme de Wollaston. *Le rayon incident entre dans la partie gauche du prisme (milieu 1). La direction des axes optiques (a.o.) est indiquée dans un coin de chaque partie du prisme : l'axe optique du milieu 1 est dans le plan de la feuille et perpendiculaire au rayon traversant ce milieu, tandis que l'axe optique du milieu 2 est perpendiculaire au plan de la feuille et donc lui aussi perpendiculaire aux rayons traversant ce milieu. Les ondes ordinaires (o) et extraordinaires (e) sont indiquées respectivement par des traits verticaux et des points sur le trajet des rayons. A l'interface entre les deux milieux les ondes ordinaires et extraordinaires sont diffractées chacune dans une direction différente (cf. 11.5.2).*

est contenue dans deux polarisations linéaires orthogonales l'une à l'autre du faisceau sortant. En séparant les deux composantes orthogonales de la polarisation linéaire, le polariseur biréfringent sépare l'information sur la polarisation circulaire droite de celle de la polarisation circulaire gauche.

Le principe du prisme de Wollaston est basé sur les propriétés de biréfringence de certains matériaux (par exemple le quartz ou la calcite). La biréfringence est la capacité d'un matériau à diviser un faisceau de lumière en deux. Elle s'explique par l'existence de deux indices de réfraction différents selon la polarisation de la lumière. Il existe d'autres types de polariseurs biréfringents comme le prisme de Rochon (cf. Shurcliff (1962) pour plus d'informations). Je ne vais cependant décrire que le prisme de Wollaston qui est utilisé dans l'instrument ESPaDOnS.

La figure 11.6 illustre le chemin optique parcouru par un rayon lumineux dans un Wollaston. Un Wollaston est composé de deux prismes, constitués du même matériau, géométriquement identiques et accolés l'un à l'autre de telle manière que leurs axes optiques soient perpendiculaires l'un par rapport à l'autre et tous les deux perpendiculaires à la trajectoire des rayons lumineux. Sur la figure 11.6 l'axe optique de la partie gauche (milieu 1) est représenté par un trait vertical indiquant que l'axe optique est contenu dans le plan de la feuille et qu'il est perpendiculaire au trajet du rayon. L'axe optique de la partie droite (milieu 2) du Wollaston est représenté par un point indiquant qu'il est perpendiculaire au plan de la feuille et donc perpendiculaire lui aussi au trajet des rayons.

L'onde polarisée entre par la partie gauche du prisme perpendiculairement à sa surface. Lors de sa pénétration dans le prisme, l'onde est divisée en deux composantes polarisées orthogonalement l'une à l'autre, mais spatialement superposées. Une des ondes est l'onde ordinaire (o) dont le champ électrique vibre perpendiculairement à l'axe optique du prisme. L'autre onde est l'onde extraordinaire (e) et vibre parallèlement à l'axe optique du prisme. Etant donné la propriété de biréfringence du matériau, chaque composante "voit" un indice de réfraction différent dû à leur différente polarisation. L'indice de réfraction vu par l'onde ordinaire sera noté n_o et celui de l'onde extraordinaire sera noté n_e . Suivant le matériau, l'indice n_e est supérieur à n_o ou bien l'inverse. Prenons par exemple un matériau tel que $n_o < n_e$. Comme la vitesse de

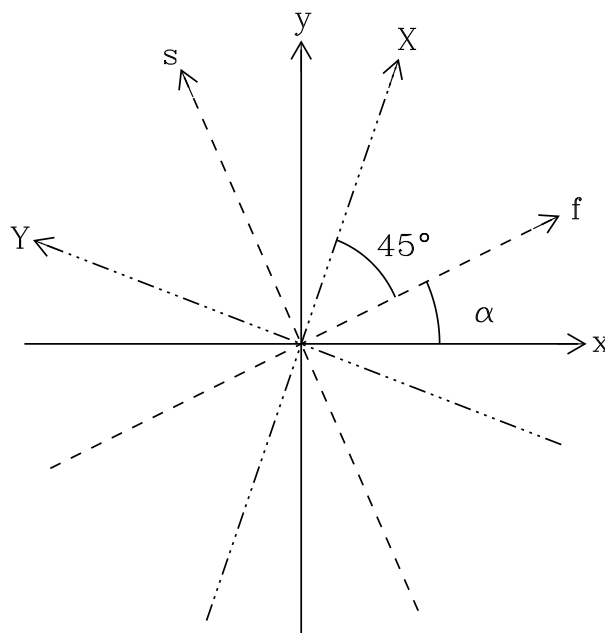


FIG. 11.7: Axes de polarisation d'une onde dans un polarimètre. Les axes x et y représentent le plan de polarisation de l'onde incidente avant d'entrer dans le polarimètre. Les axes f et s représentent le plan de polarisation de l'onde après être passé dans la lame quart-d'onde du polarimètre. Les axes X et Y représentent les axes optiques du Wollaston et donc le plan de polarisation des deux ondes lumineuses à la sortie du Wollaston.

l'onde est inversement proportionnelle à l'indice de réfraction du milieu, l'onde ordinaire traverse la partie gauche du prisme plus rapidement que l'onde extraordinaire. Après avoir traversé le milieu 1 les deux composantes arrivent sur la surface de séparation des deux parties du prisme avec un angle d'incidence non nul. Elles vont donc être réfractées en passant dans le milieu 2. L'onde ordinaire du milieu 1 devient une onde extraordinaire dans le milieu 2 car l'axe optique a changé d'un milieu à l'autre. Pour la même raison, l'onde extraordinaire dans le milieu 1 devient une onde ordinaire dans le milieu 2. L'onde ordinaire du milieu 1 "voit" donc l'indice de réfraction augmenter en passant dans le milieu 2 et se rapproche de la verticale de l'interface milieu 1-milieu 2. Inversement, l'onde extraordinaire du milieu 1 voit un indice de réfraction augmenter en passant dans le milieu 2 et elle s'écarte de la verticale. Les deux ondes ont donc des directions différentes dans le milieu 2 et ressortent du prisme à deux endroits différents. A partir d'un seul faisceau lumineux, on peut créer deux faisceaux contenant chacun une polarisation orthogonale.

11.5.3 Combinaison d'une lame quart-d'onde avec un prisme de Wollaston

En gardant à l'esprit que la réponse des détecteurs est proportionnelle au carré du champ électrique de l'onde, nous allons calculer le champ électrique de l'onde après avoir traversé une lame quart-d'onde et un prisme de Wollaston.

Plaçons nous dans le plan de polarisation de l'onde incidente provenant du télescope.

On peut décomposer le champ électrique en deux composantes orthogonales E_1 et E_2 :

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 e^{i(\phi_1 - \omega t)} \\ A_2 e^{i(\phi_2 - \omega t)} \end{pmatrix} \quad (11.29)$$

A la sortie de la lame quart-d'onde les axes de polarisation ont tourné d'un angle α (figure 11.7). Le champ électrique se décompose alors sur les deux axes lent (s) et rapide (f) du retardateur :

$$\begin{aligned} E_f &= (\cos \alpha A_1 e^{i\phi_1} + \sin \alpha A_2 e^{i\phi_2}) e^{-i\omega t} \\ E_s &= (-\sin \alpha A_1 e^{i\phi_1} + \cos \alpha A_2 e^{i\phi_2}) e^{i\delta} e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (11.30)$$

à une phase ψ près que l'on a supprimée car cela ne changera pas le résultat final et allègera les calculs. δ est le retard appliqué sur la composante lente du champ électrique par le retardateur. La polarisation circulaire du faisceau incident a donc été transformée en polarisation linéaire.

Schématisons les axes optiques du prisme de Wollaston par l'axe X et l'axe Y (figure 11.7). Les polarisations linéaires sortant de la lame quart-d'onde font un angle de 45° avec les axes f et s. Les axes de polarisation f et s doivent faire un angle de 45° avec les deux axes X et Y du Wollaston pour que les polarisations linéaires soient parallèles ou orthogonales aux axes optiques du Wollaston. L'angle entre l'axe X et l'axe f vaut donc 45° et à la sortie du Wollaston, les composantes du champ électrique suivant les axes X et Y valent :

$$\begin{aligned} E_X &= \frac{1}{\sqrt{2}}(E_f + E_s) \\ E_Y &= \frac{1}{\sqrt{2}}(-E_f + E_s) \end{aligned} \quad (11.31)$$

Les polarisations linéaires orthogonales étant séparées, on peut facilement calculer les intensités des ondes ordinaire et extraordinaire sortant du Wollaston :

$$\begin{aligned} I_X(\delta) &= E_X^* E_X \\ I_Y(\delta) &= E_Y^* E_Y \end{aligned}$$

En utilisant les équations 11.30 et 11.31 ainsi que les valeurs des paramètres de Stokes de l'onde incidente (equations 11.5), on en déduit :

$$I_X(\delta) = \frac{1}{2}(I - Q \sin 2\alpha \cos \delta + U \cos 2\alpha \cos \delta + V \sin \delta) \quad (11.32)$$

$$I_Y(\delta) = \frac{1}{2}(I + Q \sin 2\alpha \cos \delta - U \cos 2\alpha \cos \delta - V \sin \delta) \quad (11.33)$$

Dans notre cas nous utilisons une lame quart-d'onde : $\delta = \frac{\pi}{2}$. Les intensités des deux faisceaux à la sortie du Wollaston s'écrivent tout simplement :

$$I_X(\pi/2) = \frac{I + V}{2} \quad (11.34)$$

$$I_Y(\pi/2) = \frac{I - V}{2} \quad (11.35)$$

Pour obtenir le paramètre de stokes V , il suffit de faire la différence entre les deux intensités. D'autre part ce type de polarimètre permet aussi la mesure des composantes Q et U du vecteur de Stokes en utilisant une lame demi-onde ($\delta = \pi$) et en choisissant convenablement l'angle ϕ .

Nous allons voir dans le prochain chapitre une application avec la description du spectropolarimètre ESPaDONs.

CHAPITRE 12

Le spectropolarimètre ESPaDOnS

Sommaire

12.1	Présentation de l'instrument ESPaDOnS	144
12.2	Description de l'instrument	145
12.2.1	Le module de calibration et de guidage	145
12.2.2	Le polarimètre	146
12.2.3	Le dissecteur d'image	147
12.2.4	Le spectrographe	148
12.3	La réduction des données avec Libre-Esprit	150
12.3.1	Détermination des éléments géométriques et de la relation de dispersion des images échelles	150
12.3.2	Extraction optimale du spectre en intensité I	151
12.3.3	Extraction optimale des spectres polarisés	152

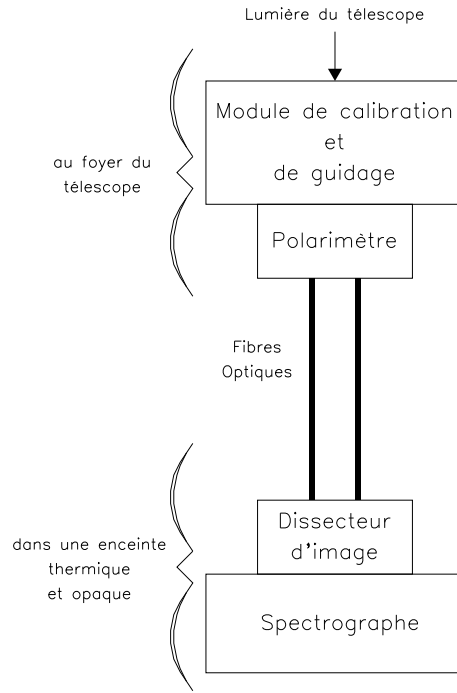


FIG. 12.1: Les différents modules d'ESPaDOnS. *ESPaDOnS est composé de quatre modules principaux. Le parcours de la lumière se fait de haut en bas sur ce schéma en passant successivement dans le module de calibration et de guidage, le polarimètre, puis rejoint le dissecteur d'image à l'aide d'une fibre optique et finit son trajet dans le spectrographe.*

12.1 Présentation de l'instrument ESPaDOnS

L'instrument ESPaDOnS (Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars) est un spectrographe/spectropolarimètre à haute résolution installé au foyer du télescope Canada France Hawaï (CFHT) de 3.6 m de diamètre en haut du Mauna Kea (Hawaï, Etats-Unis). Il a été créé et réalisé à l'Observatoire Midi-Pyrénées à Toulouse et financé par la France (CNRS, MENESR, OMP, LATI), le Canada (NSERC), le CFHT et l'ESA, dans le but de détecter des champs magnétiques stellaires aussi faibles que 1 G (10^{-4} Tesla).

Cet instrument couvre un très grand domaine spectral allant de 370 nm à environ 1080 nm. Il peut être utilisé sous trois modes différents :

- le mode "object + sky" : dans ce mode l'objet et le ciel sont observés en même temps permettant d'obtenir le spectre de l'objet, après réduction des données, avec une résolution de 65000
- le mode "object only" : dans ce mode, seul le spectre de l'objet est enregistré avec une résolution de 85000
- le mode polarimétrique : dans ce mode deux états de polarisation orthogonales sont enregistrés en même temps, pour obtenir le spectre Stokes I et un des spectres Stokes V, Q ou U de résolution 65000

Ces résolutions sont obtenues grâce à une instrumentation performante et une méthode de réduction des données spécifique à ce type d'instrumentation. Dans un premier temps je vais décrire de manière générale les composantes de l'instrument que la lumière traverse depuis le foyer Cassegrain du télescope jusqu'à la caméra CCD, puis je détaillerai

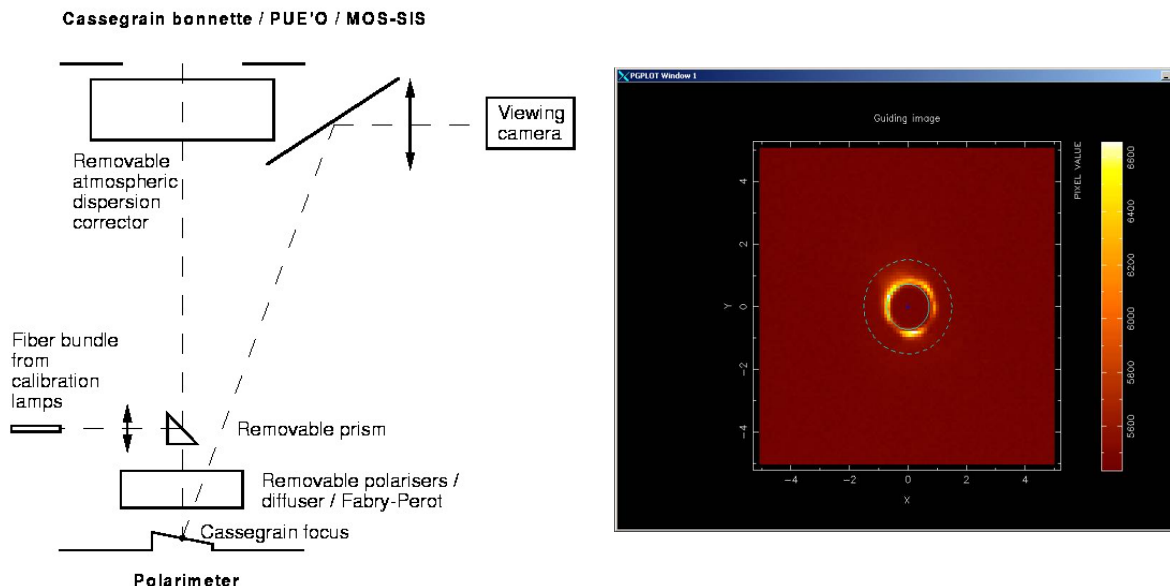


FIG. 12.2: Le module de calibration et de guidage. **A GAUCHE** une représentation schématique des composants optiques de ce module. **A DROITE** une vue de l'écran montrant l'image de la CCD de guidage. Le trou central est le trou du miroir percé placé au foyer du télescope. Il est entouré d'un anneau de lumière provenant de l'étoile qui sert au guidage. Le cercle en pointillé qui entoure l'anneau délimite la surface sur laquelle l'agent-guide calcule les corrections à envoyer au télescope.

les différentes étapes de réduction des données permettant d'atteindre une si bonne résolution.

12.2 Description de l'instrument

La figure 12.1 décrit les différents composants du spectropolarimètre. Le faisceau lumineux parcourt différents modules qui ont chacun une fonction spécifique. Dans l'ordre de parcours on distingue 4 modules différents :

- le module de calibration et de guidage,
- le polarimètre,
- le dissecteur d'image (image slicer) et
- le spectrographe.

Je décris dans la suite chacun des modules en m'attardant plus particulièrement sur les deux modules principaux de l'instrument : le polarimètre et le spectrographe.

12.2.1 Le module de calibration et de guidage

La figure 12.2 représente schématiquement les différents composants de ce module. Le premier élément optique est l'ADC (Atmospheric Dispersion Corrector) qui corrige de la dispersion atmosphérique grâce à deux prismes non dispersifs tournant indépendamment l'un de l'autre et annulant en temps réel la réfraction atmosphérique. Le faisceau de lumière traverse ensuite des composants utilisés pour la calibration qu'il est possible d'enlever lors de l'observation de l'objet. Il arrive ensuite sur un miroir légèrement incliné, percé à deux endroits et placé au foyer du télescope. Le premier trou (le trou principal) permet de récupérer, suivant les conditions d'observation, $\sim 90\%$

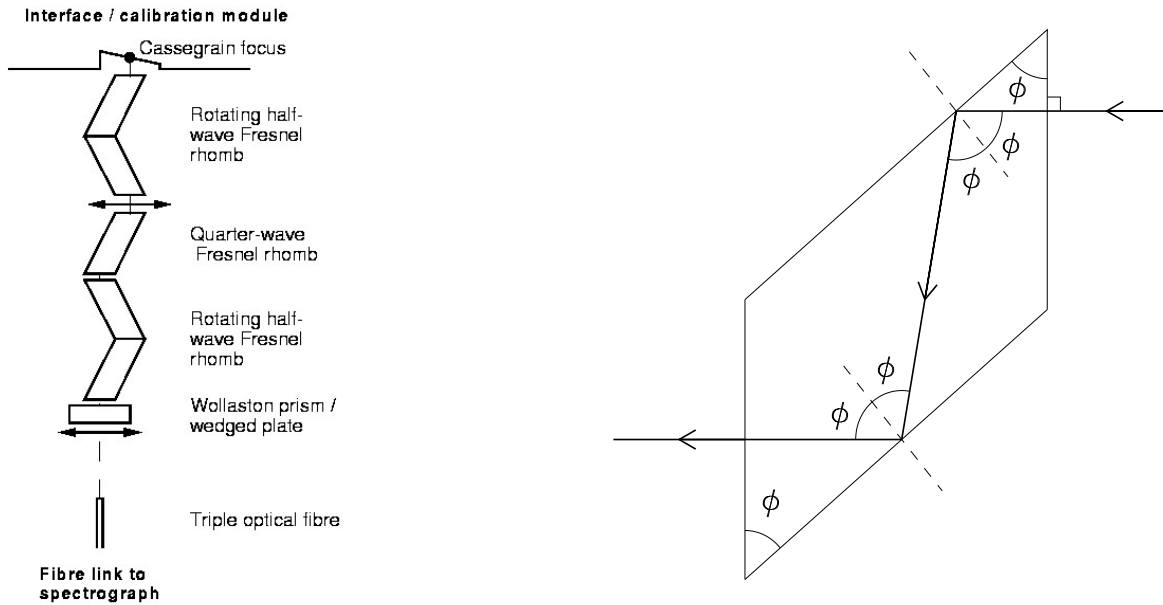


FIG. 12.3: Le polarimètre. **A GAUCHE** un schéma représentant les composants optiques du polarimètre. **A DROITE** se trouve un schéma d'un rhomb de Fresnel. L'angle ϕ est proche de 50° pour que la réflexion du rayon lumineux à l'intérieur soit totale interne.

de la lumière de l'étoile qui se dirige vers le polarimètre et le deuxième trou (le trou secondaire) permet de récupérer le fond de ciel, utilisé uniquement dans le mode "object+sky", et envoyé vers le spectrographe à l'aide d'une fibre optique. Le miroir renvoie la lumière de l'étoile qui n'est pas passée dans le trou vers un autre miroir puis vers la caméra de guidage indiquée à droite du schéma. Ce module contient aussi une roue de calibration (calibration wheel) permettant de remplacer le faisceau de l'étoile par un faisceau provenant d'une lampe pour les calibrations et acheminé par fibre optique.

Bien qu'il existe déjà un guidage du télescope, ESPaDOnS contient son propre système de guidage. Le miroir percé au foyer du télescope renvoie la lumière vers la caméra CCD de guidage. Lorsque l'étoile n'est pas centrée, l'image de l'étoile apparaît sur un écran de contrôle qui montre ce que voit la caméra de guidage. On peut alors centrer l'étoile sur le trou principal. Lorsque l'étoile est bien centrée l'image renvoyée par la CCD de guidage est un anneau de lumière ressemblant à la figure 12.2 (à droite), que nous pouvons contrôler en temps réel sur l'écran tout le long de la pause. A l'aide de cet anneau de lumière, l'agent-guide de l'instrument détecte les déviations de l'étoile, calcule les corrections à apporter pour recentrer l'étoile et envoie ces corrections au système de contrôle du télescope. Grâce à cet outil, nous pouvons être sûrs que le maximum de flux provenant de l'étoile est envoyé vers le polarimètre.

12.2.2 Le polarimètre

A la sortie du module de calibration et de guidage, la lumière entre dans le polarimètre placé derrière le foyer du télescope. Il comprend un retardateur, que l'on appelle aussi analyseur de polarisation, constitué de 3 rhombs de Fresnel : un quart-d'onde (quarter-wave) et deux demi-onde (half-wave) (figure 12.3 à gauche). Une des principales qualités d'ESPaDOnS est son grand domaine spectral. Il est donc nécessaire d'utiliser des retardateurs achromatiques. C'est la raison pour laquelle le choix s'est

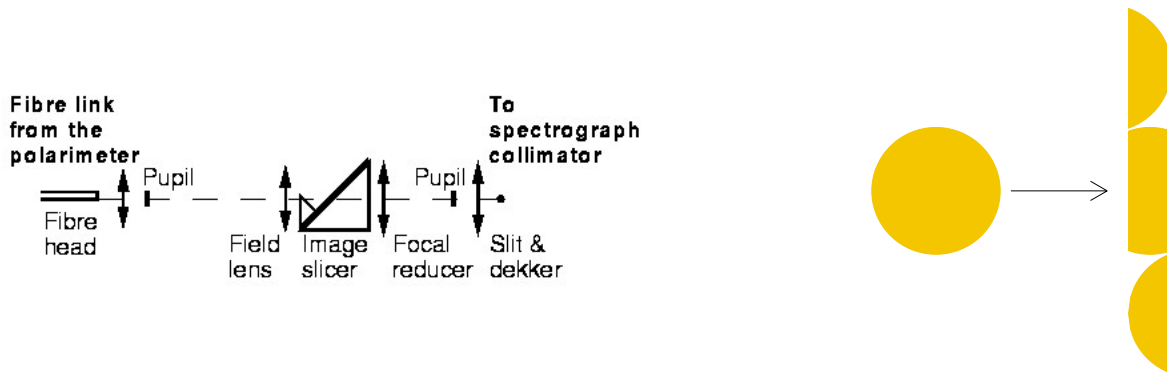


FIG. 12.4: Le dissecteur d'image. **A GAUCHE :** schéma des composants optiques du dissecteur d'image. **A DROITE** est schématisé le principe du dissecteur : le faisceau de la fibre optique a une section circulaire. Le dissecteur découpe ce faisceau en tranches et aligne les morceaux les uns au-dessus des autres pour former une fente étroite et allongée.

fixé sur les rhombs de Fresnel. Les deux rhombs demi-onde peuvent être tournés afin d'obtenir un retard δ dont la valeur dépend de la polarisation mesurée (Q , U ou V). En dessous des trois rhombs est placé un prisme Wollaston que l'on peut remplacer par une lame plane en mode spectroscopique.

Un **rhomb de Fresnel** (figure 12.3 à droite) est un retardateur achromatique qui permet de produire de la polarisation circulaire à partir de polarisation linéaire et inversement. L'onde traversant un rhomb de Fresnel subit deux réflexions totales internes produisant un décalage de $\pi/2$ entre les composantes polarisées perpendiculaires. On parle alors de rhomb de Fresnel quart-d'onde. En accolant deux rhombs de Fresnel l'un à l'autre, l'onde subit 4 réflexions totales internes, produisant un retard de π . On parle alors de rhomb de Fresnel demi-onde. Les deux rhombs demi-onde peuvent tourner autour de l'axe du chemin optique suivi par l'onde, permettant ainsi de produire un faisceau contenant l'information sur la polarisation voulue (Q , U ou V) dans la polarisation linéaire du faisceau sortant.

A la sortie de l'analyseur, le faisceau polarisé linéairement entre dans le Wollaston qui sépare le faisceau en deux faisceaux contenant chacun une polarisation orthogonale. J'ai déjà largement décrit le fonctionnement d'un Wollaston précédé d'un retardateur précédemment. Dans notre cas nous désirons mesurer la polarisation circulaire. Le retard de l'analyseur est donc $\delta = \pi/2$ et un des faisceaux à la sortie du polarimètre contient l'intensité $(I + V)/2$ tandis que l'autre contient l'intensité $(I - V)/2$.

Chaque faisceau est acheminé vers le dissecteur d'image et le spectrographe à l'aide d'une fibre optique.

12.2.3 Le dissecteur d'image

Le **dissecteur d'image** (figure 12.4 à gauche) est un instrument optique qui permet de couper le faisceau circulaire provenant de la fibre optique en trois (ou six dans le mode "object only") et d'accoler les morceaux les uns au dessus des autres afin de produire non plus une tache lumineuse de section circulaire, mais une tache lumineuse de forme étroite allongée (figure 12.4 à droite) afin de ressembler à une ouverture rectangulaire allongée, que l'on appellera **fente** (slit) par la suite. A la sortie du dissecteur d'image on place un dekker devant les deux faisceaux. Un **dekker** est une plaque percée

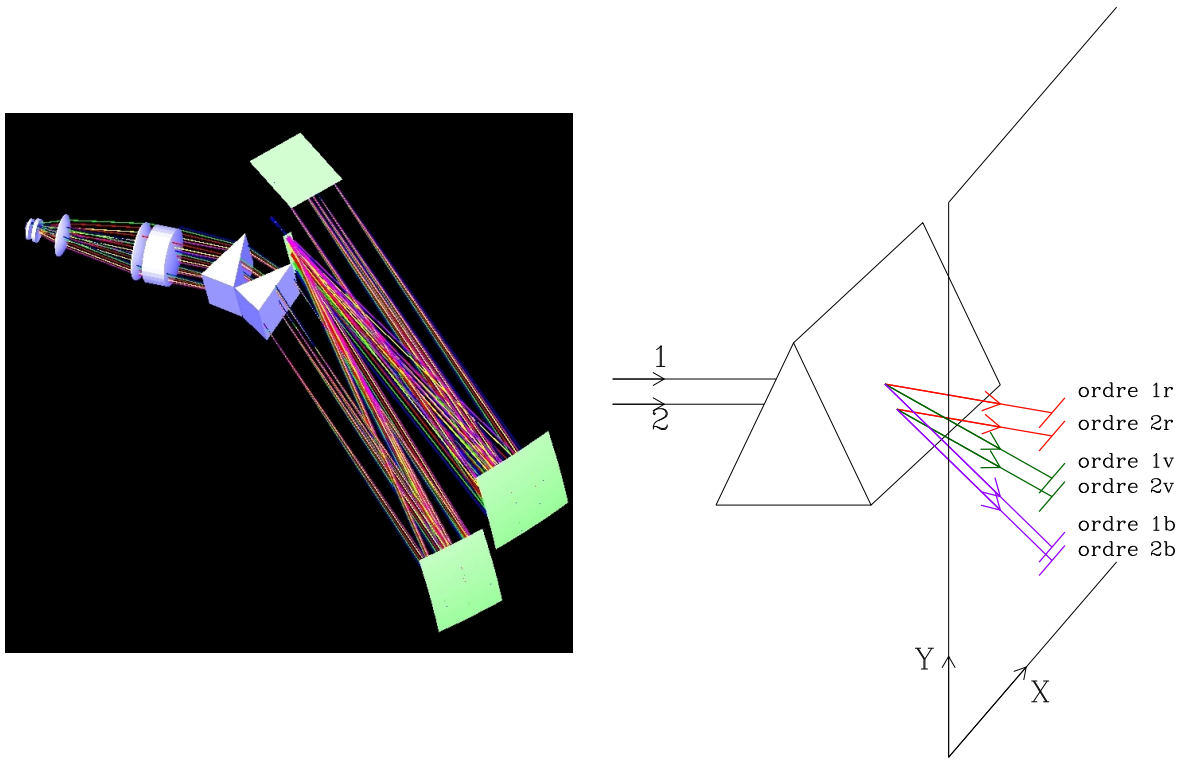


FIG. 12.5: Le spectrographe. **A GAUCHE** : représentation du trajet des faisceaux lumineux à travers le spectrographe. **A DROITE** : principe de la séparation des ordres par un prisme. Les deux faisceaux 1 et 2 placés l'un au-dessus de l'autre ont déjà été dispersés par le réseau (dans la direction X). En passant dans le prisme ils sont dispersés dans une direction perpendiculaire à la dispersion du réseau, permettant d'obtenir les ordres les uns au-dessus des autres comme représenté sur le plan d'observation (X, Y) de la figure.

de trous que l'on fait pivoter pour laisser passer ou non la lumière à travers les trous. Seuls deux rayons lumineux peuvent aller au spectrographe. Or ESPaDOnS possède trois fibres optiques : deux provenant du polarimètre et une provenant du deuxième trou du miroir placé au foyer du télescope et dédié à la mesure du fond de ciel. Dans les modes polarimétrique et "object only" le decker laisse passer la lumière provenant des deux fibres du polarimètre. Dans le cas "object+sky", le decker est placé de telle manière qu'il laisse passer la lumière d'une des deux fibres du polarimètre et de la fibre du fond de ciel.

12.2.4 Le spectrographe

A la sortie du dissecteur d'image, les deux faisceaux placés l'un au-dessus de l'autre entrent dans le spectrographe. Ils le parcourent en même temps en passant exactement par les mêmes composants optiques. Le but du spectrographe est d'obtenir un spectre échelle aux ordres entrelacés dont j'ai déjà un peu parlé dans le chapitre 7.

Afin d'obtenir un spectre allant de ~ 370 nm à ~ 1050 nm en une seule pose, le spectrographe contient un réseau échelle et deux prismes. La figure 12.5 (à gauche) illustre le chemin parcouru par les faisceaux dans le spectrographe. Les faisceaux sont dans un premier temps envoyés vers le collimateur principal (carré en bas à droite de l'image) qui redirige les faisceaux parallèles vers le réseau (carré en haut à droite).

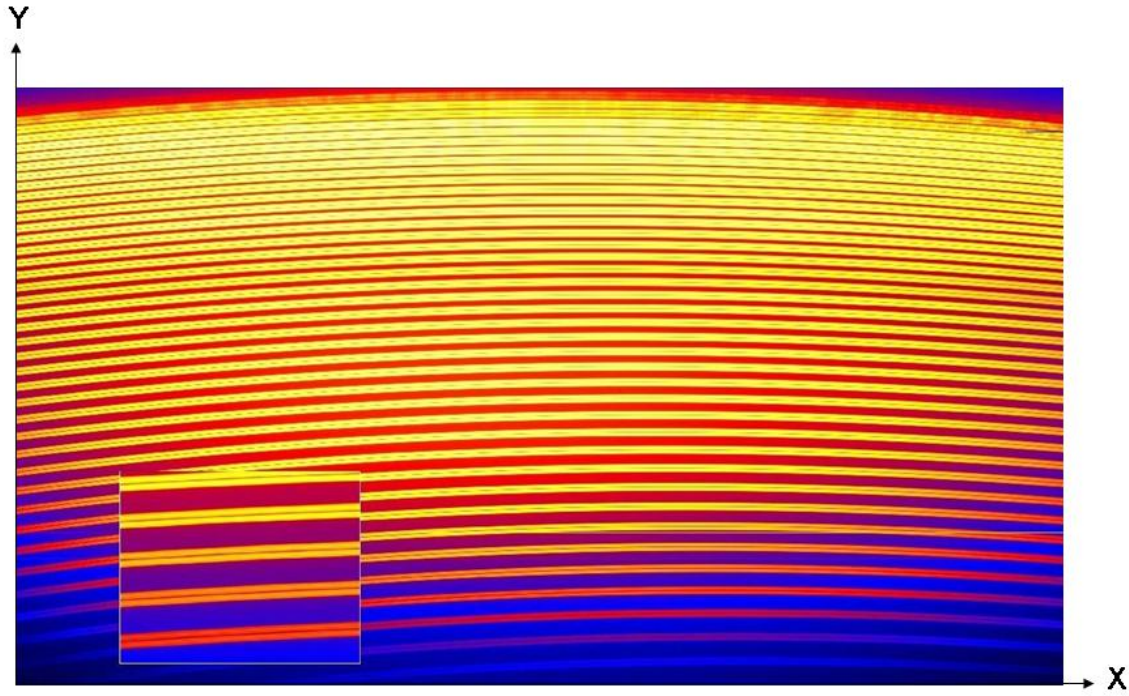


FIG. 12.6: Image échelle. Cette image représente un champ plat obtenu avec ESPaDO_nS. La dispersion du réseau est suivant l'axe X et celle des prismes est suivant l'axe Y . On distingue les différents ordres du rouge (en haut) vers le bleu (en bas). La partie zoomée en bas à gauche de l'image permet de distinguer la structure de chaque ordre qui est divisé en deux sous-ordres contenant deux polarisations orthogonales l'une à l'autre.

Le réseau-échelle est un réseau qui disperse la lumière en plusieurs ordres qui sont spatialement superposés. Chaque ordre a une largeur correspondant à un intervalle de longueur d'onde tel que les bords des ordres se chevauchent en longueur d'onde : les longueurs d'onde du bord droit du premier ordre sont égales aux longueurs d'onde du bord gauche du deuxième ordre et ainsi de suite. A la sortie du réseau, le spectre ainsi formé retourne vers le collimateur principal puis se réfléchit sur un petit miroir plat placé au foyer du collimateur (en haut au centre de l'image), se dirige vers le collimateur secondaire (carré à gauche du collimateur principal) qui produit à nouveau deux faisceaux parallèles, puis sur les prismes. Le rôle des prismes va être de séparer les ordres spatialement. La dispersion du prisme doit donc être perpendiculaire à la dispersion des ordres et elle doit être suffisamment grande pour qu'entre chaque ordre du premier faisceau puissent s'insérer les ordres du deuxième faisceau. La figure 12.5 (à droite) illustre ce phénomène (uniquement avec un seul prisme pour que ce soit plus clair). A la sortie des prismes les faisceaux parallèles sont focalisés vers la caméra CCD (en haut à gauche de l'image) qui enregistre une image ressemblant à celle de la figure 12.6. Les deux axes X et Y indiquent respectivement la dispersion du réseau et la dispersion des prismes. On distingue assez bien les différents ordres du bleu (en bas) vers le rouge (en haut). Une partie de ce spectre a été zoomée pour mettre en évidence la double structure des ordres montrant le spectre provenant des deux fibres. Chaque ordre contient donc deux sous-ordres polarisés orthogonalement l'un à l'autre. Cette image est ce qu'on appelle un **spectre échelle aux ordres entrelacés**.

12.3 La réduction des données avec Libre-Esprit

L'instrument ESPaDOnS a son propre logiciel de réduction des données appelé **Libre-Esprit**. C'est une version améliorée et totalement automatique du logiciel de réduction ESPRIT qui a été écrit et utilisé pour extraire des données spectroscopiques et spectropolarimétriques obtenues avec le Télescope Anglo-Australien (AAT) équipé du spectrographe UCLES et du polarimètre SemelPol, ou avec le Télescope Bernard Lyot (TBL) équipé du spectropolarimètre MUSICOS (Donati et al. 1997).

Ce logiciel nécessite en plus des images objets, des images de calibration. Pour chaque nuit d'observation, une séquence de calibration est prise en début et en fin de nuit et consiste en :

- 1 biais (exposition pendant un temps nul) pour évaluer la magnitude du bruit de lecture et le niveau d'offset électronique du détecteur
- 1 spectre de thorium obtenu en illuminant l'instrument par une lampe Th/Ar, qui servira à la calibration en longueurs d'onde
- 1 série de 10 champs plats (flat-field) obtenus en illuminant l'instrument par une combinaison de lampes de tungstène et de filtres afin d'obtenir une intensité à peu près continue sur toute la CCD. Il est utilisé pour corriger les différences de réponse de la CCD d'un pixel à l'autre.
- 1 fabry-perot obtenu aussi en illuminant l'instrument par une combinaison de lampes de tungstène et de filtres dont le faisceau traverse une lame de Fabry-Perot. Il est utilisé pour estimer la forme de la fente créée par le dissecteur d'image.

Les spectres ESPaDOnS ont deux principales particularités. L'utilisation d'un dissecteur d'image génère des distorsions dans la forme de la fente et l'utilisation d'un dekker entraîne des asymétries entre les faisceaux des deux fibres. Des précautions doivent être prises pour éviter que la soustraction finale des spectres obtenus à partir des deux fibres entraîne un faux signal de polarisation. D'autre part l'obtention de spectres échelles aux ordres entrelacés contenant des polarisations orthogonales nécessite dans un premier temps la réduction des deux séries d'ordre séparément, puis la soustraction des deux spectres en essayant d'introduire le moins d'erreur possible lors de cette manipulation.

La transformation des images échelles en un spectre échelle nécessite donc plusieurs étapes :

- la résolution des éléments géométriques de l'image échelle, c'est-à-dire la localisation et la forme des ordres, et la direction et la forme de la fente,
- la calibration en longueur d'onde et
- l'extraction optimale des spectres I et V .

12.3.1 Détermination des éléments géométriques et de la relation de dispersion des images échelles

Dans un premier temps on soustrait le biais à toutes les images de calibration. D'autre part on remarque sur la figure 12.6 que les ordres sur la CCD sont courbés. Il faut donc déterminer la forme des ordres en fonction du numéro du pixel de la CCD. L'utilisateur donne une estimation de la largeur (la largeur d'un ordre sur une CCD s'étend sur plusieurs pixels dans la direction Y) et de la localisation du centre (le

centre d'un ordre se trouve à mi-distance de sa largeur) du premier ordre du spectre. En faisant une corrélation croisée (cross-correlation) entre cet ordre de référence et le premier ordre, Libre-Esprit en déduit les coordonnées du premier ordre, puis celles de tous les ordres. Un ajustement à deux dimensions (première dimension : la forme du premier ordre, deuxième dimension : la variation de cette forme d'un ordre à l'autre) est réalisé pour obtenir les fonctions polynômiales de la localisation de tous les ordres sur la CCD.

La deuxième étape est de déterminer la forme de la fente. En effet, pour obtenir un spectre à une dimension, il va falloir à un moment donné intégrer chaque ordre sur sa largeur. Naturellement on aurait envie d'intégrer le long des colonnes de la CCD. Or les deux fentes formées par le dissecteur d'image ne sont pas positionnées suivant les colonnes de la CCD. Il existe un angle entre le grand axe des fentes et les colonnes. Sur la largeur d'un ordre, dans une même colonne les pixels contiennent différentes longueurs d'onde, donc on ne peut pas intégrer les intensités suivant les colonnes de la CCD. Un ajustement polynômial des raies du fabry-pérot permet de déterminer la direction des fentes en divers points de chaque ordre. Puis les déviations de la raie depuis cette direction sont calculées pour chaque raie puis moyennées sur tous les ordres donnant une estimation de la forme de la fente (que l'on suppose identique pour tous les ordres).

A partir de ces deux premières étapes, on introduit un nouveau système de coordonnées pour chaque ordre. La première coordonnée est la distance depuis le centre de l'ordre (remplaçant la coordonnée Y) et la deuxième est la distance le long de l'ordre depuis la position de la fente au premier pixel de l'ordre (remplaçant la coordonnée X). Le spectre de thorium est alors extrait en utilisant ce nouveau système de coordonnées pour obtenir le flux mesuré en fonction de la distance le long de chaque ordre. Les nombreuses raies de ce spectre (plusieurs milliers) sont repérées automatiquement afin d'en déduire une relation entre la longueur d'onde et la distance le long de chaque ordre (**la relation de dispersion**) atteignant une précision de 150 m/s de la longueur d'onde dérivée à chaque pixel. On peut donc associer une longueur d'onde à chaque pixel ce qui nous permettra de calibrer les spectres objets en longueur d'onde.

12.3.2 Extraction optimale du spectre en intensité I

Après avoir soustrait le biais aux spectres objets, on les convertit dans le système de coordonnées précédemment calculé. On divise chaque pixel du spectre stellaire par son équivalent dans le champ plat pour corriger des différences de réponse du CCD d'un pixel à l'autre.

Avant de diviser le champ plat il est nécessaire de l'"aplanir" (flatten down). En effet, si l'on divise de manière brute l'image de l'étoile par le champ plat, aux endroits où le flux vaut en moyenne 0 pour l'étoile, il est au même endroit aussi nul pour le champ plat. Donc en divisant un flux nul bruité par un autre flux nul bruité on va obtenir un signal très bruité comparé aux endroits où le flux est différent de 0. En intégrant ensuite le signal sur la largeur de l'ordre, le véritable signal sera noyé dans le bruit. Pour remédier à ce problème, on calcule un ajustement polynômial du champ plat qu'on lui divise. On obtient alors une image qui vaut en moyenne 1 mais qui a quand même conservé les différences d'un pixel à l'autre. On utilise cette image pour la diviser à l'image objet.

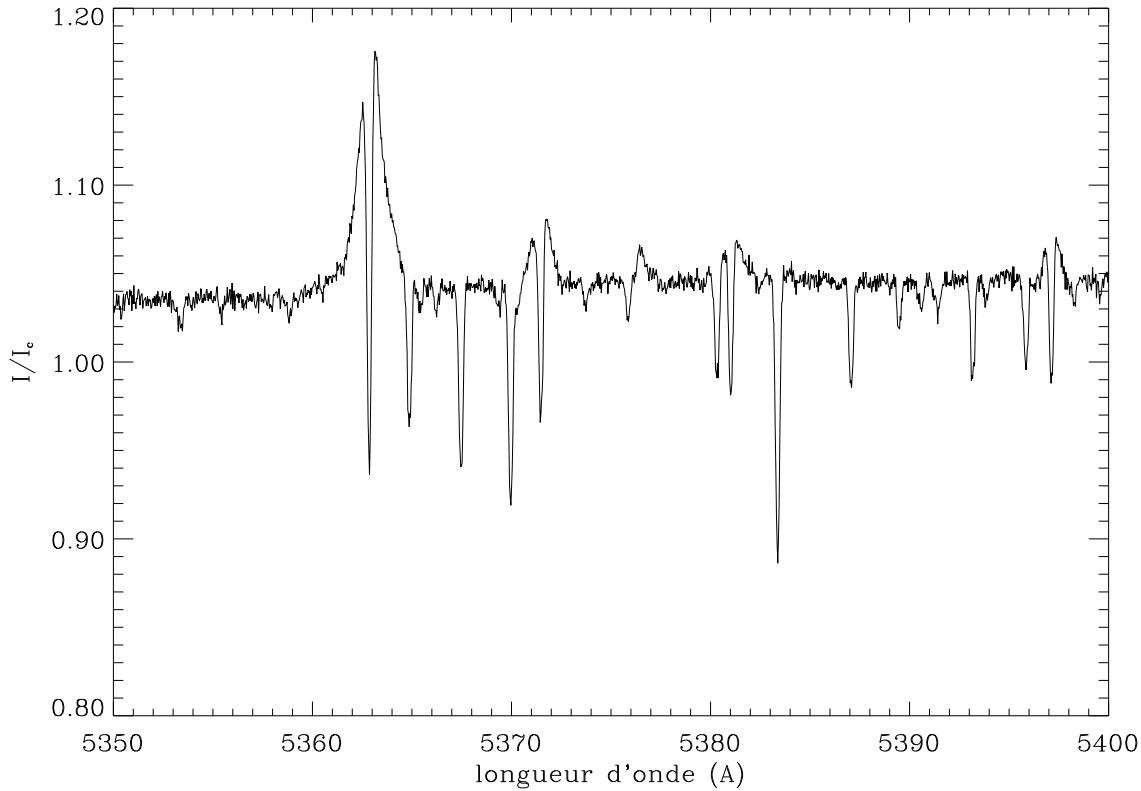


FIG. 12.7: Spectre ESPaDOnS de HD 190073 après réduction des données entre 5350 et 5400 Å obtenu le 23 mai 2005.

Ensuite on estime le niveau de fond de la CCD en cherchant le niveau minimum dans une région de transition étroite entre les ordres, puis on le soustrait au spectre objet. On calcule alors un spectre à une dimension en intégrant les ordres le long de la direction et de la forme de la fente.

Enfin, en utilisant la relation de dispersion, on calcule le spectre en fonction de la longueur d'onde. Puis ce dernier est normalisé en utilisant un ajustement polynômial du continu automatique. Un exemple de spectre d'une des étoiles de nos campagnes d'observation est représenté sur la figure 12.7.

12.3.3 Extraction optimale des spectres polarisés

Le problème que j'ai commencé à exposer lors de l'étude du prisme de Wollaston est qu'on ne peut pas enregistrer en même temps deux états de polarisation orthogonaux parcourant exactement le même chemin optique. On peut obtenir deux états orthogonaux en même temps, mais ne parcourant pas le même chemin optique ou deux états orthogonaux parcourant le même chemin optique mais à des instants différents. Pour minimiser ce problème, la solution consiste à obtenir une séquence de quatre sous-expositions, fournissant chacune deux spectres contenant deux états de polarisation orthogonaux. Chaque image est traitée de la même façon que dans les paragraphes précédents et chaque état orthogonal est traité séparément.

Pourquoi quatre sous-expositions ? J'appelle les deux fibres : fibre 1 (f1) et fibre 2 (f2), différenciant ainsi les différents chemins optiques parcourus par les deux rayons

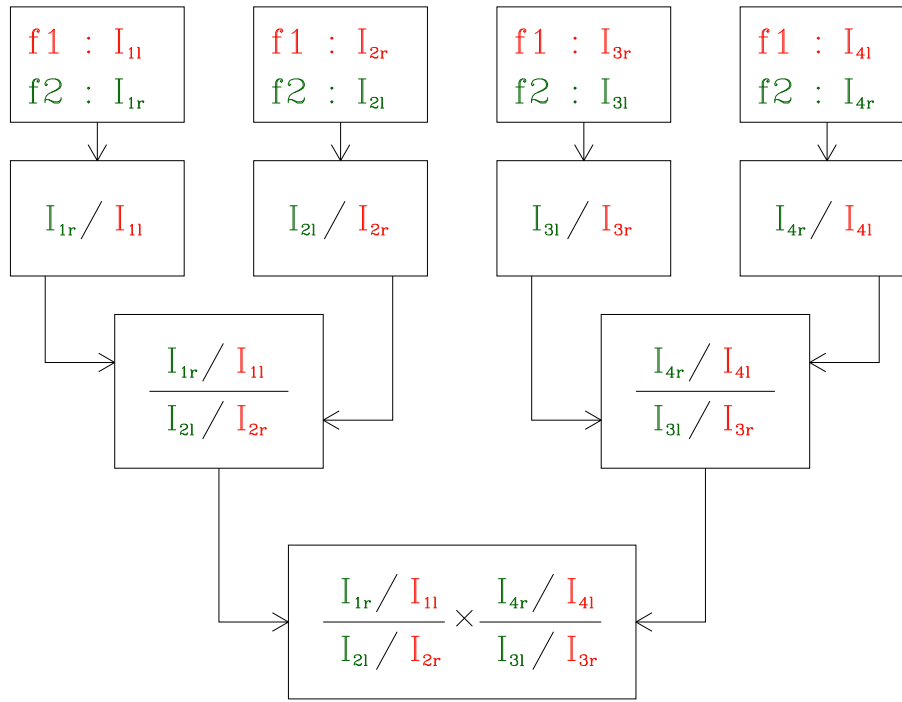


FIG. 12.8: L'échange des voies. La première ligne indique les intensités obtenues avec les 4 sous-expositions nécessaires à l'obtention d'un spectre de polarisation. Les indices 1, 2, 3 et 4 indiquent le numéro de l'exposition par ordre chronologique. $f1$ et $f2$ associées aux couleurs rouge et vert indiquent le numéro de la fibre dans lequel le rayon lumineux est passé. Les indices r et l se réfèrent au type de polarisation circulaire du rayon lumineux : r (right) pour la polarisation circulaire droite et l (left) pour la polarisation circulaire gauche.

lumineux. La première exposition enregistre la polarisation circulaire gauche avec la fibre 1 et la circulaire droite avec la fibre 2. Lors de la deuxième pose, il suffit de tourner les rhombs de Fresnel demi-onde pour obtenir un retard de $-\pi/2$ au lieu de $\pi/2$ et inverser les états de polarisation dans les fibres : la fibre 1 conduit la polarisation circulaire droite alors que la fibre 2 conduit la polarisation circulaire gauche. Puis on recommence en gardant pour la troisième pose la même configuration que la deuxième pose et en revenant à une configuration de la première pose pour la quatrième pose. Nous avons procédé deux fois à ce qu'on appelle **l'échange des voies** : on a inversé les états de polarisation orthogonaux des deux fibres entre la première et la deuxième exposition, puis entre la troisième et la quatrième exposition. Cet échange des voies nous permet de faire différentes combinaisons entre les 8 spectres obtenus pour s'affranchir des erreurs spatiales et temporelles au premier ordre. La figure 12.8 représente les différentes combinaisons entre les 8 spectres pour obtenir le spectre V final.

Dans un premier temps on divise les deux états de polarisation orthogonaux de chaque exposition pour obtenir les spectres Stokes V . On obtient les quatre rapports suivants :

$$\frac{I_{1rf_2}}{I_{1lf_1}} \quad \frac{I_{2lf_2}}{I_{2rf_1}} \quad \frac{I_{3lf_2}}{I_{3rf_1}} \quad \frac{I_{4rf_2}}{I_{4lf_1}} \quad (12.1)$$

où les indices 1, 2, 3 et 4 indiquent le numéro de l'exposition par ordre chronologique, les indices r et l indiquent la polarisation enregistrée et les indices f_1 et f_2 indiquent le chemin optique emprunté (sur la figure 12.8 le rouge correspond à la fibre $f1$ et le vert

correspond à la fibre f2). On divise ensuite le premier rapport par le deuxième et le quatrième par le troisième. On obtient les deux rapport suivants :

$$R_1 = \frac{I_{1rf2}/I_{1lf1}}{I_{2lf2}/I_{2rf1}} \quad R_2 = \frac{I_{4rf2}/I_{4lf1}}{I_{3lf2}/I_{3rf1}} \quad (12.2)$$

On remarque que cette première combinaison nous permet de diviser deux polarisations orthogonales obtenues avec la même fibre à des instants différents (p. ex. $\frac{I_{2rf1}}{I_{1lf1}}$ et $\frac{I_{2lf2}}{I_{1rf2}}$), ce qui permet de corriger les erreurs spatiales. Cependant si l'on se limitait uniquement au rapport R_1 , on se rend compte que dans une fibre la polarisation gauche a été prise avant la polarisation droite et que dans l'autre fibre la droite a été prise avant la gauche. En obtenant le deuxième rapport (R_2), l'inverse se produit : la droite a été prise avant la gauche dans la fibre 1 et la gauche a été prise avant la droite dans la fibre 2. En multipliant les deux rapports R_1 et R_2 cela nous permet de nous affranchir des différences temporelles au premier ordre.

On obtient finalement un rapport entre les intensités des deux polarisations orthogonales tel que :

$$R^4 = R_1 \times R_2 = \left(\frac{I + V}{I - V} \right)^4 \quad (12.3)$$

Le rapport V/I est donc obtenu en calculant :

$$\frac{V}{I} = \frac{R - 1}{R + 1} \quad (12.4)$$

D'autre part le spectre en intensité est tout simplement obtenu en ajoutant tous les spectres des 4 sous-expositions ensemble (c'est-à-dire 8 spectres).

Une autre combinaison des polarisations orthogonales est réalisée pour construire ce qu'on appelle le spectre de polarisation nulle. Dans ce but on remplace dans l'équation 12.3 R par R_N tel que :

$$R_N^4 = \frac{I_{1lf1}/I_{1rf2}}{I_{4lf1}/I_{4rf2}} \times \frac{I_{2rf1}/I_{2lf2}}{I_{3rf1}/I_{3lf2}} \quad (12.5)$$

afin de vérifier s'il existe une signature de polarisation qui ne serait pas réelle. Pour s'assurer que la signature en V observée est produite par un champ magnétique de l'objet observé, R_N doit toujours valoir 1 et donc $\frac{N}{I} = \frac{R_N - 1}{R_N + 1}$ doit toujours être nul.

Pendant ma thèse j'ai eu l'occasion d'aller 5 fois au CFHT pour observer des étoiles de Herbig Ae/Be avec ESPaDOnS dans le but de détecter des champ magnétiques. Le prochain chapitre décrit ces campagnes d'observation ainsi que les premiers résultats.

CHAPITRE 13

Les campagnes d'observation et les premiers résultats

Sommaire

13.1 Les campagnes d'observation	156
13.2 La Déconvolution Moindres-Carrés du spectre en V	159
13.3 Découverte de champs magnétiques dans les étoiles de Herbig Ae/Be	161
13.4 Etude des spectres non-polarisés	163
13.4.1 Les paramètres fondamentaux	163
13.4.2 HD 190073	165
13.4.3 HD 200775	166
13.5 Caractérisation du champ magnétique	173
13.5.1 Le modèle du rotateur oblique	173
13.5.2 Mesure du champ magnétique longitudinal à partir des profils V	176
13.5.3 HD 190073	177
13.5.4 HD 200775	179

13.1 Les campagnes d'observation

Au premier semestre 2005, l'instrument ESPaDOnS fut ouvert à la communauté scientifique. A cet occasion une collaboration s'est créée entre l'équipe canadienne de Gregg Wade et l'équipe française de Claude Catala sur la recherche de champs magnétiques dans les étoiles de Herbig Ae/Be. Un des étudiants de Gregg Wade, Dominic Drouin, avait déjà commencé à explorer ce domaine pendant sa thèse en utilisant l'instrument FORS1 du VLT et apporta de sérieux soupçons sur la présence d'un champ magnétique dans deux étoiles de Herbig : HD 101412 et HD 72106 (Wade et al. 2005).

TAB. 13.1: Log des observations ESPaDOnS des étoiles de Herbig Ae/Be

HD	Nom	date	HJD	T.S.	M_V	$\log g$	T_{eff}	$v \sin i$
Etoiles non magnétiques								
HD 9672	49 Cet	24/08/2005	2453607.98968	A1	5.6	4.0	9250	196
HD 17081		20/02/2005	2453422.7286	B7	4.2	4.0	13000	
HD 31293		19/02/2005	2453421.7451	A0	7.1	4.0	9500	85
HD 31293		21/02/2005	2453423.8512					
HD 31648		21/02/2005	2453423.8840	A3	7.7	4.0	8750	90
HD 31648		24/08/2005	2453608.03208					
HD 34282		24/08/2005	2453608.07957	A0	9.9	4.0	8750	100
HD 36112		19/02/2005	2453421.7718	A3	8.3	4.0	7500	59
HD 35187S		25/08/2005	2453609.05072	A7	7.8	4.0	7750	90
HD 37806		24/08/2005	2453608.13042	A0	7.9	4.0	9000	120
HD 53367		19/02/2005	2453421.9429	B0	7.0	4.0	20000	55
HD 53367		20/02/2005	2453422.9383					
HD 68695		21/02/2005	2453423.9585	A0	9.9	4.0	10000	
HD 76534		21/02/2005	2453423.9919	B2	8.0	4.0	18000	116
HD 98922		20/02/2005	2453423.0012	B9	6.8	4.0	10000	52
HD 114981		19/02/2005	2453422.0140	B5	7.1	4.0	15000	
HD 139614		19/02/2005	2453422.0790	A7	8.3	4.0	7500	52
HD 139614		20/02/2005	2453423.0763					
HD 141569		12/02/2006	2453780.02056	B9	7.0	4.0	9500	52
HD 142666		19/02/2005	2453422.0392	A8	8.8	4.0	7250	97
HD 142666		21/05/2005	2453512.8776					
HD 142666		22/05/2005	2453513.8564					
HD 142666		23/05/2005	2453514.8349					
HD 142666		24/05/2005	2453515.8408					
HD 144432	19/02/2005	2453422.1173	A9	8.2	4.0	7750	85	
HD 144432	20/02/2005	2453523.1169						
HD 144668	23/08/2005	2453606.73345	A7	7.0	3.5	7750	180	
HD 145344	09/01/2006	2453746.15200	A0	8.6	4.0	6750		
HD 145718	25/08/2005	2453608.72972	A8	9.0	3.0	7000	120	
HD 150193	23/08/2005	2453606.76406	A1	8.9	4.0	9000	103	
HD 152404	AK Sco	14/02/2005	2453782.11538	F5	9.1	4.0	6500	18
HD 163296		21/05/2005	2453512.9177	A1	6.9	4.0	9750	120
HD 163296		22/05/2005	2453513.9232					
HD 163296		23/05/2005	2453514.9139					
HD 163296		23/05/2005	2453515.1217					
HD 163296		24/05/2005	2453515.9166					
HD 163296		24/05/2005	2453516.1254					
HD 163296		24/08/2005	2453607.73704					
HD 169142		19/02/2005	2453422.1475	B9	8.2	4.0	9500	58
HD 169142		21/05/2005	2453512.9501					
HD 169142	23/05/2005	2453606.80061						
HJD : jour julien dans le référentiel héliocentrique (TU), T.S. : Type Spectral, M_V : magnitude dans le visible								

Tab. 13.1 (suite)

HD	Nom	Date	HJD	T.S.	M_V	$\log g$	T_{eff}	$v \sin i$
HD 176386	SAO 210828	24/08/2005	2453607.75872	B9	7.2	4.0	10500	220
HD 178218		25/08/2005	2453608.84465	B9	7.2	4.0	8750	88
HD 179218		20/02/2005	2453423.1421					
HD 203024		23/05/2005	2453606.90562	B1	8.9	4.0	11000	
HD 244604		23/05/2005	2453607.07333	A3	9.4	4.0	9500	
HD 245185		19/02/2005	2453421.8207	A5	10.0	4.0	9250	80
HD 278937		20/02/2005	2453222.7664	A3	10.3	4.0	8250	
HD 278937		21/02/2005	2453423.7995					
HD 344261		23/05/2005	2453606.85206	A3	10.5	4.0	9500	
	BD+41 3731	25/08/2005	2453608.88285	B3	9.8	4.0	22000	300
	BD+46 3471	25/08/2005	2453608.96354	B9	10.2	4.0	9750	150
	BD+61 154	21/02/2005	2453423.7437	A0	10.6	4.0	11000	55
	BD+61 154	23/08/2005	2453606.96314					
	BD+65 1637	10/06/2006	2453898.11845	B2	10.2	4.0	17000	
	BF Ori	20/02/2005	2453422.8891	A5	10.3	4.0	6750	100
	IL Cep	09/06/2006	2453897.12935	B2	9.3	4.0	19000	
	MWC 1080	24/08/2005	2453607.84527	B0	11.6	4.0	30000	100
	NV Ori	11/01/2006	2453747.71083	F6	9.5	3.5	6500	80
	UX Ori	10/01/2006	2453746.70929	A3	9.6	4.0	8500	70
	SAO 206463	11/01/2006	2453748.16154	F2	7.9	4.0	8000	
	T Ori	23/05/2005	2453607.11832	F6	9.5	3.5	6500	80
	SV Cep	11/06/2006	2453899.12535	A0	10.1	4.0	9500	
	TY Cra	20/02/2005	2453423.1706	B8	9.4	4.0	12000	
	VV Ser	25/08/2005	2453608.79270	A2	11.9	4.0	14000	142
	VX Cas	24/08/2005	2453607.92466	A0	11.3	3.0	9750	
Etoiles magnétiques								
HD 200775		23/09/2004	2453272.93981	B2	7.4	3.5	19000	40
HD 200775		21/05/2005	2453513.1072					
HD 200775		22/05/2005	2453514.0150					
HD 200775		23/05/2005	2453515.0065					
HD 200775		23/05/2005	2453515.0490					
HD 200775		24/05/2005	2453516.0101					
HD 200775		24/05/2005	2453516.0511					
HD 200775		19/06/2005	2453542.05956					
HD 200775		21/06/2005	2453544.07323					
HD 200775		24/06/2005	2453547.07297					
HD 200775		18/07/2005	2453570.99154					
HD 200775		19/07/2005	2453571.93580					
HD 200775		25/08/2005	2453608.92064					
HD 200775		08/06/2006	2453895.94467					
HD 200775		09/06/2006	2453897.10592					
HD 200775		10/06/2006	2453898.08669					
HD 200775		11/06/2006	2453898.93861					
HD 200775		12/06/2006	2453899.92314					
HD 200775		12/06/2006	2453899.95381					
HD 200775		13/06/2006	2453901.13869					
HD 200775		14/05/2006	2453902.13517					
HD 200775		15/06/2006	2453903.13646					
	V380 Ori	19/02/2005	2453421.9000	A0	10.7	4.0	10500	100
	V380 Ori	25/08/2005	2453609.09397					
	V380 Ori	08/01/2006	2453744.98582					
	V380 Ori	11/01/2006	2453748.03650					
	V380 Ori	10/02/2006	2453777.91178					
	V380 Ori	11/02/2006	2453778.89836					
	V380 Ori	12/02/2006	2453779.91116					
HD 72106S		20/02/2005	2453422.9730	A0	8.6	4.0	9000	45
HD 72106		21/02/2005	2453423.9248					
HD 72106		08/01/2006	2453745.02967					
HD 72106		10/01/2006	2453747.02034					
HJD : jour julien dans le référentiel héliocentrique (TU), T.S. : Type Spectral, M_V : magnitude dans le visible								

Tab. 13.1 (suite)

HD	Nom	Date	HJD	T.S.	M_V	$\log g$	T_{eff}	$v \sin i$
HD 72106S		11/01/2006	2453747.99629					
HD 72106N		11/01/2006	2453748.01496	A0	8.6	4.0	9000	45
HD 72106		10/02/2006	2453777.87860					
HD 72106		10/02/2006	2453777.95149					
HD 72106		11/02/2006	2453778.86172					
HD 72106		12/02/2006	2453779.87202					
HD 72106		12/02/2006	2453779.95052					
HD 72106		12/02/2006	2453779.98127					
HD 190073	BD+05 4393	21/05/2005	2453512.9889	A2	7.8	4.0	9000	15
HD 190073		22/05/2005	2453513.9689					
HD 190073		23/05/2005	2453514.9603					
HD 190073		23/05/2005	2453515.0858					
HD 190073		24/05/2005	2453515.9621					
HD 190073		24/05/2005	2453516.0879					
HD 190073		18/07/2005	2453570.91642					
HD 190073		24/08/2005	2453607.78913					
HD 190073		08/06/2006	2453895.92101					
HJD : jour julien dans le référentiel héliocentrique (TU), T.S. : Type Spectral, M_V : magnitude dans le visible								

Durant le premier semestre 2005, deux missions consacrées à la recherche de champs magnétiques dans les étoiles de Herbig ont eu lieu. La première se déroula en février 2005 et a été obtenue par l'équipe canadienne et la deuxième a eu lieu en mai 2005, obtenue par l'équipe française. Depuis, deux autres missions ont été réalisées dans le but de rechercher et caractériser le champ magnétique des étoiles de Herbig Ae/Be : en août 2005 obtenue par l'équipe canadienne et en février et juin 2006 obtenue par l'équipe française. Le tableau 13.1 récapitule toutes les étoiles observées pendant ces différentes missions. Certaines étoiles ont aussi été observées pendant les run techniques d'ESPaDOnS et pendant des missions d'observation qui n'étaient pas dédiées à ce programme, mais dont les PI ont eu la gentillesse d'obtenir quelques spectres pour nous.

Deux démarches d'observation différentes ont été suivies pendant les diverses missions. L'équipe canadienne utilisa ses nuits pour observer un maximum d'étoiles de Herbig Ae/Be afin d'augmenter nos chances de détection, tandis que l'équipe française suivit les étoiles nuit après nuit en faisant des observations de la même étoile plusieurs fois par nuit, dans le but de détecter des variations de champ magnétique qui nous ont permis par la suite de le caractériser. Sur les 11 nuits d'observations allouées à notre programme, une cinquantaine d'étoiles de Herbig Ae/Be ont été observées. Un champ magnétique a été détecté dans 4 d'entre elles : HD 200775, HD 72106, V380 Ori et HD 190073.

Toutes les étoiles de Herbig Ae/Be connues n'ont pas encore été observées. Le choix des étoiles à observer en premier a été fait en sélectionnant les étoiles dont les caractéristiques montraient la plus grande probabilité de détecter un champ faible. En effet, l'efficacité de la méthode de détection de l'effet Zeeman dans les raies métalliques par spectropolarimétrie dépend de trois paramètres principaux :

- la magnitude de l'étoile : plus l'étoile est brillante plus le flux est grand et meilleur est le rapport signal à bruit (S/N),
- le type spectral de l'étoile : plus l'étoile est froide, plus elle possède de raies métalliques et donc plus la méthode LSD est efficace,
- la vitesse de rotation projetée ($v \sin i$) de l'étoile : plus l'étoile tourne lentement, plus la pente de $I(v)$ est raide, donc, d'après l'équation 11.26 plus l'amplitude du signal V est grand et plus grande est notre chance de faire sortir le signal en V

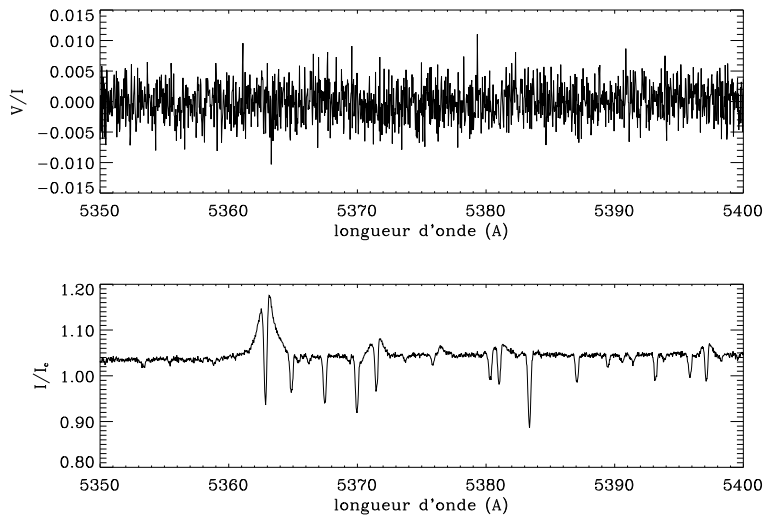


FIG. 13.1: Spectres I et V de HD 190073 entre 535 et 540 nm.

du bruit.

Le choix des étoiles à observer en priorité s'est donc fait en sélectionnant les étoiles les plus brillantes, dont le $v \sin i$ est faible et dont la température n'est pas trop élevée.

Tous les spectres obtenus pendant ces 4 missions ont été réduits de la même façon à l'aide de Libre-Esprit. La figure 13.1 montre, comme exemple, un morceau de spectre en I et en V pour l'étoile HD 190073. On remarque que le spectre en V est complètement bruité et on ne distingue aucune signature Zeeman même dans les raies les plus fortes. Pourtant cette étoile est magnétique. Pour améliorer le rapport S/N et augmenter nos chances de détections nous avons appliqué la méthode LSD aussi bien aux spectres I qu'aux spectres V de toutes les étoiles observées avec ESPaDOnS. J'ai déjà décrit cette méthode appliquée à un spectre en intensité dans le chapitre 7. Nous allons maintenant voir son application à un spectre V .

13.2 La Déconvolution Moindres-Carrés du spectre en V

Je rappelle que l'hypothèse principale de la Déconvolution Moindres Carrés est que le profil de toutes les raies d'un spectre a la même forme quelle que soit la raie i considérée. En un point M de la surface de l'étoile, d'après l'équation 11.26 dans le cas d'un champ faible, le paramètre de Stokes V de la raie i est :

$$V_{iM}(\lambda) = -C\bar{g}\lambda_i^2 B_\ell \frac{dI_{iM}(\lambda)}{d\lambda} \quad (13.1)$$

où, C est une constante, \bar{g} le facteur de Landé effectif de la raie i de longueur d'onde λ_i et d'intensité I_{iM} . Or on peut écrire que :

$$I_{iM}(\lambda) = 1 - d_i p(\lambda) \quad (13.2)$$

où d_i est la profondeur de la raie i et $p(\lambda)$ est son profil normalisé supposé identique pour toutes les raies. Donc $V_{iM}(\lambda)$ peut s'écrire :

$$V_{iM}(\lambda) = C\bar{g}\lambda_i^2 B_\ell d_i \frac{dp(\lambda)}{d\lambda} \quad (13.3)$$

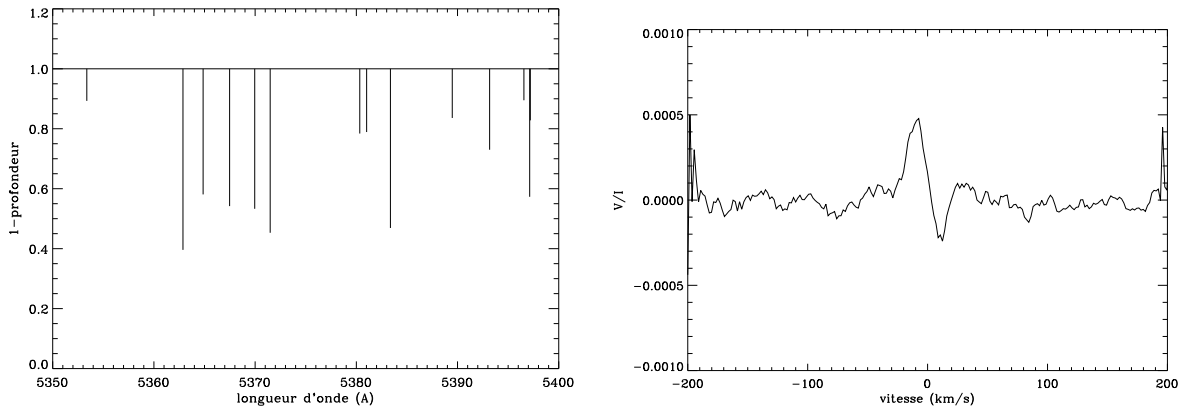


FIG. 13.2: Résultat de la méthode LSD en V . **A GAUCHE** Masque de HD 190073 entre 535 et 540 nm. **A DROITE** le résultat de la déconvolution du spectre de HD 190073 du 23 mai 2005 par le masque.

On intègre V_{iM} sur la surface de l'étoile, c'est-à-dire en tout point M de vitesse v_M et de brillance b_M :

$$V_i(\lambda) = \iint C \bar{g} \lambda_i^2 B_\ell d_i \frac{dp(\lambda - \lambda_M)}{d\lambda} b_M dS \quad (13.4)$$

$$V_i(\lambda) = w_i Z(\lambda) \quad (13.5)$$

où $w_i = C \bar{g} \lambda_i^2 d_i$ est le poids de la raie i et où $Z(\lambda) = \iint b_M B_\ell \frac{dp(\lambda - \lambda_M)}{d\lambda} dS$ est le profil moyen.

On peut maintenant sommer sur toutes les raies i positionnées dans le spectre à la longueur d'onde λ_i :

$$V(\lambda) = \sum_i V_i(\lambda - \lambda_i) \quad (13.6)$$

$$V(\lambda) = \sum_i w_i Z(\lambda - \lambda_i) \quad (13.7)$$

$$V(\lambda) = \sum_i w_i Z(\lambda) * \delta(\lambda - \lambda_i) \quad (13.8)$$

$$V(\lambda) = M * Z(\lambda) \quad (13.9)$$

où $*$ indique le produit de convolution et où $M(\lambda) = \sum_i w_i \delta(\lambda - \lambda_i)$ est appelé le masque du spectre V . Le spectre en V obtenu peut donc s'écrire comme le produit de convolution entre un masque et le profil moyen $Z(\lambda)$ que l'on appelle aussi la signature Zeeman. Le masque est spécifique pour chaque étoile de température T_{eff} et de gravité $\log(g)$, et peut être calculé à partir de modèles d'atmosphère. La figure 13.2 (à gauche) montre une portion du masque d'une des étoiles observées avec ESPaDOnS. Pour obtenir la signature Zeeman, il suffit de déconvoluer aux moindres carrés le spectre observé par ce masque. La figure 13.2 (à droite) montre le résultat de la déconvolution obtenue à partir du code sum.c de Donati et al. (1997) pour HD 190073. On peut la comparer à la figure 13.1 en haut qui montre la même région spectrale du spectre V que celle du masque. L'échelle en intensité pour V a été divisée par 15 entre la figure 13.1 et la figure 13.2. Le spectre V de la figure 13.1 est donc totalement dominé par le bruit. Nous n'avons aucune chance de détecter un signal V même dans les raies les

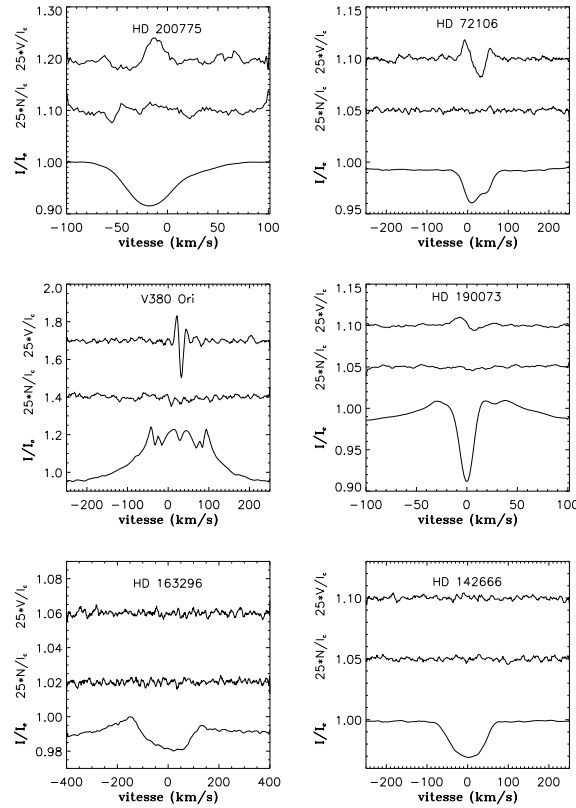


FIG. 13.3: Profils I , V et N des étoiles de Herbig Ae/Be magnétiques : HD 200775, HD 72106, V380 Ori et HD 190073 et de deux étoiles détectées non-magnétiques : HD 163296 et HD 142666. Chaque panel montre le profil en intensité I en bas, le profil V en haut et le profil de polarisation nulle N au milieu. Les profils V et N , étant normalement centrés sur 0, ont été déplacés vers de plus grandes intensités et ont été multipliés par 25 pour plus de clarté. On remarque pour chaque étoile magnétique un signal de polarisation à l'endroit où se trouve le profil photosphérique I de l'étoile.

plus fortes. La méthode LSD nous a permis d'extraire la signature Zeeman du bruit du spectre V de l'étoile en utilisant les 1870 raies présentes dans le spectre.

13.3 Découverte de champs magnétiques dans les étoiles de Herbig Ae/Be

Pour chacune des étoiles observées, nous avons appliqué la méthode LSD en utilisant un masque calculé de la même manière que celle décrite dans le chapitre 7. La température effective et la gravité des masques utilisés pour chaque étoile sont indiquées dans le tableau 13.1.

La figure 13.3 montre une observation du champ magnétique de certaines étoiles de Herbig Ae/Be de notre programme après avoir utilisé la méthode LSD sur tous les spectres I , V et N . En bas de chaque graphique est représenté le profil moyen en intensité normalisé par rapport au continu (I/I_c). En haut se trouve la signature Zeeman V/I que l'on a multipliée par 25 et que l'on a déplacée en intensité pour plus de clarté. Au milieu se trouve le spectre de polarisation nulle N/I que l'on a aussi multiplié par 25 pour qu'il soit comparable à V/I et que l'on a déplacé en intensité

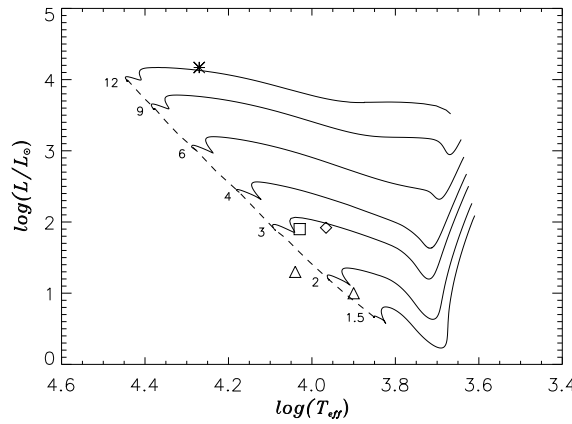


FIG. 13.4: Position des étoiles de Herbig Ae/Be détectées magnétiques dans le diagramme HR. Les lignes pleines représentent les tracés évolutifs PMS calculés avec CESAM. La masse de chaque modèle est indiquée à la fin du tracé. La ligne en tirets représente la ZAMS. L'astérisque : HD 200775, le losange : HD 190073, le carré : V380 Ori, les triangles : la composante primaire (à gauche) et secondaire (à droite) de HD 72106.

pour plus de clarté. On remarque une belle signature Zeeman, s'étendant sur la largeur du profil photosphérique I de l'étoile, pour les quatre étoiles magnétiques : HD 200775, HD 72106, V380 Ori et HD 190073 alors que sur les étoiles non magnétiques : HD 163296 et HD 142666, aucun signal V n'est observé. Par ailleurs, on peut vérifier que les signatures Zeeman détectées sont des signatures réelles du champ magnétique de l'étoile puisque le spectre nul est totalement plat.

HD 72106 est une étoile double visuelle avec une séparation de 0.8 seconde d'arc. Les deux composantes sont de type spectral A et d'après Vieira et al. (2003) la secondaire (HD 72106B) de température 9000 K et de luminosité $\log L = 1.0 L_{\odot}$ (Wade et al. 2006), montre un excès IR, une raie $H\alpha$ en émission et d'autres caractéristiques Herbig Ae/Be. Le champ magnétique de ce système a été détecté dans la composante primaire (HD 72106A), de température 11000 K et de luminosité $\log L = 1.3 L_{\odot}$ (Wade et al. 2006), qui est physiquement liée à la secondaire (Wade et al. 2005, Hartkopf et al. 1996) et dont la signature Zeeman correspond à un champ longitudinal d'environ 125 G. En comparant les tracés évolutifs théoriques et la position des étoiles dans le diagramme HR nous obtenons une masse de $2.4 M_{\odot}$ pour la primaire et une masse de $1.75 M_{\odot}$ pour la secondaire (figure 13.4). Nous avons trouvé de fortes variations des profils photosphériques de plusieurs raies de l'étoile primaire de différentes espèces chimiques dont la phase varie suivant l'espèce suggérant la présence de taches d'abondances à la surface de HD 72106A, semblables à celles des étoiles Ap/Bp. Les positions des deux étoiles dans le diagramme HR montrent que ce système se trouve à la fin de la phase PMS avec un âge d'environ 10 Man. D'après la figure 13.4 on ne peut pas affirmer que la composante primaire, qui est la plus massive et qui est donc dans un état plus évolué que la secondaire, est dans un stade PMS, cependant elle est liée à une étoile de Herbig Ae/Be et est donc une étoile très jeune.

V380 Ori est une étoile de Herbig Ae/Be de température effective 10700 K et de luminosité $\log L/L_{\odot} = 1.9$ à partir desquelles on déduit une masse d'environ $2.8 M_{\odot}$ (figure 13.4) et un âge d'environ 1.7 Man. Remarquons que les raies en émission du spectre I ne nous ont pas dérangé pour appliquer la méthode LSD. En effet, le profil LSD I montre une large émission superposée à un profil d'absorption supposé

photosphérique, indiquant que la majorité des raies du spectre ont une composante en émission (ce que l'étude du spectre I confirme). Une forte signature Zeeman est visible juste au-dessus de la composante en absorption du profil I et correspond à un champ magnétique longitudinal d'environ 460 ± 70 G. On observe aussi une signature Zeeman similaire dans des raies individuelles, par exemple le triplet OI 777 nm.

Afin de caractériser le champ magnétique des étoiles magnétiques, c'est-à-dire déterminer son intensité, sa structure (dipolaire ou plus complexe), sa direction..., les quatre étoiles ont été suivies pendant plusieurs nuits de suite en enregistrant lorsque c'était possible plusieurs spectres par nuit (cf. tableau 13.1).

Pendant la fin de ma thèse, je me suis concentrée sur uniquement deux étoiles : HD 190073 et HD 200775 que nous avons suivies en mai 2005 et qui ont été réobservées en juin, juillet, août 2005 et juin 2006, et pour lesquelles j'ai essayé de déterminer leur structure magnétique. Alors que pour HD 190073 nous n'avons observé aucune modulation du profil V pendant les quatre nuits de mai puis sur une durée d'un an entre mai 2005 et juin 2006, de fortes variations du profil V de HD 200775 ont été observées d'un jour à l'autre sur les quatre nuits de mai 2005 et lors des huit nuits de la mission de juin 2006. Nous verrons dans le paragraphe 13.5 que nous pouvons expliquer ces modulations par un modèle de rotateur oblique.

13.4 Etude des spectres non-polarisés

Les spectres ESPaDOnS nous permettent de détecter et étudier le champ magnétique des étoiles de Herbig avec une très bonne précision, mais ceci est possible grâce à l'obtention de spectres de très haute qualité de pouvoir de résolution valant 65000. L'étude de ces spectres en intensité peut nous apprendre beaucoup de choses sur l'étoile ainsi que son environnement. Avant de caractériser le champ magnétique des étoiles à l'aide des profils I et V , nous allons donc décrire les paramètres fondamentaux de ces étoiles et donner les résultats de l'étude de leur spectre.

13.4.1 Les paramètres fondamentaux

Dans un premier temps nous avons parcouru la littérature pour obtenir une estimation de la température effective de la gravité et de la luminosité bolométrique de HD 200775 et HD 190073 de type spectral respectif B3 et A2 (Hernández et al. 2004, Mora et al. 2001).

Nous avons utilisé les paramètres fondamentaux de HD 200775 fournis par Hernández et al. (2004). Ces auteurs ont procédé à une analyse spectrale de 75 étoiles dont la plupart sont classifiées Herbig Ae/Be. Pour chaque étoile, ils ont déterminé le type spectral et ont appliqué une attention particulière à la valeur de l'extinction total-sur-sélective (R_V) pour la détermination de la luminosité. Cette grandeur détermine la proportion de la lumière qui a été absorbée sur le chemin parcouru depuis son émission à la photosphère de l'étoile. Dans le cas d'étoiles classiques de la séquence principale, la valeur de R_V est bien connue à partir de la loi d'extinction interstellaire ($R_V \sim 3.1$). Cependant, dans le cas d'étoiles de Herbig Ae/Be, leur environnement peut encore être très chargé en poussières et entraîner une augmentation de l'extinction. En utilisant des données photométriques $UBVR$ de ces étoiles provenant pour la plupart de Herbst & Shevchenko (1999), ils remarquèrent que pour la majorité des étoiles de leur échantillon, la valeur $R_V = 5$ est bien plus adaptée à ces étoiles que la valeur standard

TAB. 13.2: Paramètres fondamentaux de HD 200775 et HD 190073

Etoile	T_{eff} (K)	$\log g$ (cm.s ⁻²)	$\log(L/L_{\odot})$	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}	âge (Man)	$v \sin i$ (km.s ⁻¹)
HD 200775	18600 ± 2000	3.6 ± 0.7	3.87 ± 0.27	10 ± 2	8 ± 3	0.09 ± 0.05	28.2 ± 0.2
HD 190073	9250 ± 250	3.5 ± 0.5	1.92 ± 0.12	2.85 ± 0.25	3.6 ± 0.5	1.2 ± 0.6	0 - 8.6

$R_V = 3.1$. La valeur de R_V a une influence sur la détermination de la luminosité de ces étoiles. Nous avons choisi pour HD 200775 la détermination de la luminosité obtenue à partir de $R_V = 5$, car cette étoile est encore entourée de gaz et de poussières.

Grâce à nos observations ESPaDOnS, nous apportons la preuve que HD 200775 est un système binaire SB2 (cf. paragraphe 13.4.3). La luminosité décrite précédemment est donc la somme de la luminosité des deux étoiles du système. Nous ne connaissons pas le rapport des luminosités des deux composantes. Cependant, le spectre de la secondaire est visible et on peut supposer que si les raies de son spectre sont moins profondes que celles du spectre de la primaire c'est peut-être principalement dû à sa grande vitesse de rotation ($v \sin i = 63 \text{ km.s}^{-1}$) et non pas à une faible luminosité. De plus le spectre de HD 200775 ne montre pas de raies appartenant uniquement à la composante secondaire. Les seules raies provenant de la secondaire sont superposées aux raies de la primaire. Si la secondaire était une étoile beaucoup plus froide que la primaire son spectre posséderait beaucoup plus de raies que celui de la primaire et on en verrait quelques unes dans le spectre de HD 200775. La composante secondaire du système ne semble donc pas être très éloignée en température et luminosité de la composante primaire. Nous supposons donc par la suite que le rapport des luminosités $l = L_2/L_1$ vaut 1. La luminosité de l'étoile primaire est donc

$$\log \frac{L_1}{L_{\odot}} = \log \frac{L}{L_{\odot}} - \log(2) \quad (13.10)$$

où $L = L_1 + L_2$ est la luminosité du système et L_1 et L_2 sont les luminosités des composantes primaire et secondaire. Connaissant la température de la primaire nous avons déterminé sa masse, son rayon et son âge en utilisant des tracés évolutifs calculés avec CESAM (Morel 1997). La masse de $10 \pm 2 M_{\odot}$ mesurée et le fait que l'étoile est encore dans la phase PMS (figure 13.4) sont deux raisons pour lesquelles nous pensons que la limite supérieure des masses des étoiles de Herbig Ae/Be, discutée dans l'introduction, est plutôt $15 M_{\odot}$ que $8 M_{\odot}$.

La température effective et la gravité de surface de HD 190073 ont été pris dans Acke & Waelkens (2004), qui les déterminent en considérant la classification spectrale de Gray & Corbally (1998) et Mora et al. (2001) et en comparant leurs spectres observés aux spectres synthétiques de Kurucz. La détermination de la luminosité est très difficile à cause de la grande incertitude sur la parallaxe Hipparcos ($\pi = 0.2 \pm 1.1$, van den Ancker et al. 1998). Nous avons adopté la valeur $1.92 L_{\odot}$ de Acke et al. (2005) et en tenant compte de la limite inférieure de $1.80 L_{\odot}$ de van den Ancker et al. (1998) nous avons choisi : $\log(L/L_{\odot}) = 1.92 \pm 0.12$. En comparant la position de HD 190073 dans le diagramme HR (figure 13.4) avec des tracés évolutifs calculés avec CESAM, nous avons déterminé sa masse, son rayon et son âge. Toutes les quantités mesurées sont rassemblées dans le tableau 13.2.

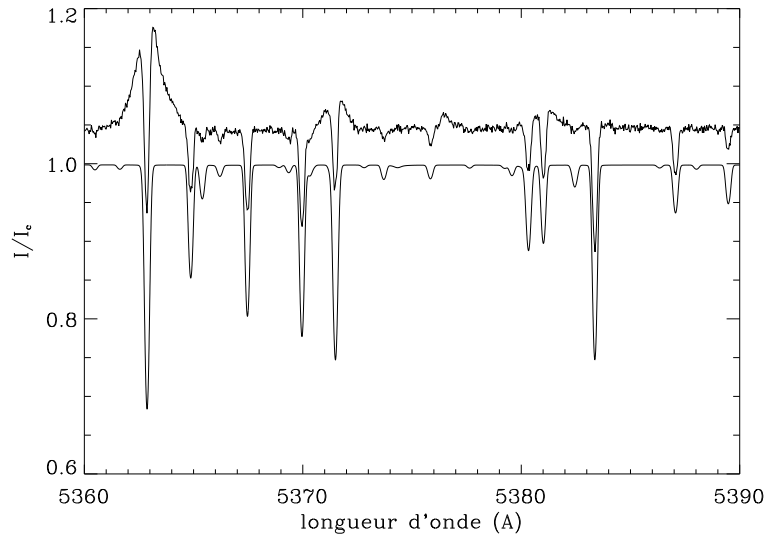


FIG. 13.5: Spectre ESPaDOnS de HD 190073 entre 536 et 539 nm (trait épais) superposé à un spectre synthétique de 9250 K et $\log g = 3.5$ calculé avec ATLAS 9 de Kurucz (trait fin).

13.4.2 HD 190073

La figure 13.5 montre une portion d'un des spectres de HD 190073 obtenus en mai superposé à un spectre de Kurucz Atlas 9 (Kurucz 1993) adéquat. On remarque que de nombreuses raies d'ions tels que Ca I, Ca II, Fe I, Fe II, Ti II, Si II, Sc II et Cr II présentes dans le spectre synthétique sont en émission. Ceci explique, par ailleurs, la forme du profil I de la figure 13.6 qui montre des ailes en émission.

Toutes ces raies en émission sont superposées à une absorption étroite dont la largeur est la même que celle des raies photosphériques sans émission. Les raies en absorption et les composantes en absorption des raies d'émission sont raisonnablement en accord avec le spectre synthétique de Kurucz. On considère donc que ces absorptions sont photosphériques et ne proviennent pas d'une enveloppe de gaz comme discuté dans Pogodin et al. (2005) et on confirme ainsi l'étude de Acke & Waelkens (2004) qui démontre que le spectre de l'étoile correspond bien à un spectre synthétique de Kurucz de température effective 9250 K et de $\log g = 3.5$.

Dans le but de mesurer l'élargissement des raies en absorption nous avons construit un masque ne contenant que les raies du spectre ne montrant pas d'émission. Nous avons appliqué à nouveau la méthode LSD avec ce masque au spectre de HD 190073. La figure 13.6 montre le profil I avec l'ancien masque et avec le nouveau. Les ailes du nouveau profil ne montrent presque plus d'émission. Nous avons ajusté un profil synthétique à ce profil I observé, de deux façons différentes. Premièrement nous avons ajusté une simple gaussienne dont l'ajustement est représenté en tirets-points sur la figure 13.6. La largeur à mi-hauteur (FWHM) de la gaussienne est de 8.2 km.s^{-1} . En tenant compte de l'élargissement instrumental calculé à partir d'un pouvoir de résolution $R = 60000$ obtenu avec ESPaDOnS cette FWHM correspond à une vitesse de turbulence de 3.9 km.s^{-1} . D'autre part nous avons ajusté au même profil I une gaussienne convoluée au profil de rotation de Gray (1992) (voir chapitre 7) telle que la gaussienne tienne compte de l'élargissement instrumental et thermique et de la turbulence. Nous avons considéré une vitesse turbulente de 2 km.s^{-1} . La figure 13.6 montre le résultat de l'ajustement en tirets correspondant à une vitesse de rotation projetée

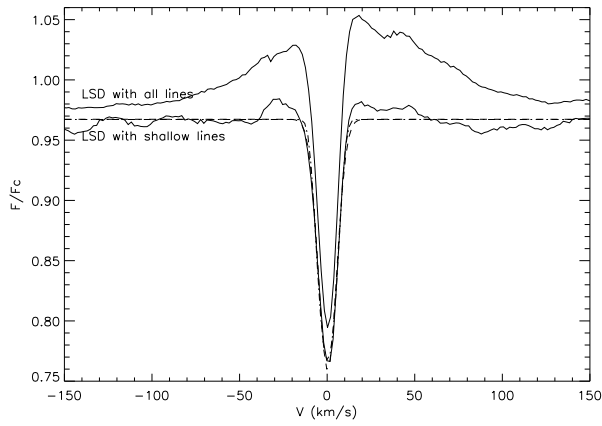


FIG. 13.6: Profil LSD I de HD 190073 calculé avec deux masques différents. Le profil en tirets est le résultat de l'ajustement d'une gaussienne convoluée à un profil de rotation et la courbe en tirets-points est une simple gaussienne (voir texte).

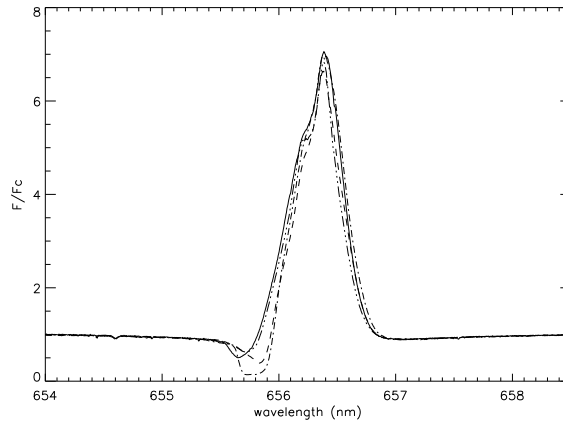


FIG. 13.7: Raie $H\alpha$ de HD 190073 en mai 2005 (trait plein), en juillet 2005 (tirets), en août 2005 (tirets-points) et en juin 2006 (tirets-point-point).

$$v \sin i = 8.6 \text{ km.s}^{-1}.$$

Les deux profils résultant des deux ajustements sont presque indistinguables. Ils reproduisent tous les deux assez bien le profil observé. Nous ne pouvons donc pas expliquer l'origine de l'élargissement des raies photosphériques du spectre de HD 190073. La vitesse de rotation projetée peut avoir une valeur comprise entre 0 km.s^{-1} et 8.6 km.s^{-1} et la vitesse turbulente peut être comprise entre 2 km.s^{-1} et 3.9 km.s^{-1} .

Dans le but de déterminer la largeur des composantes en émission des raies, nous avons ajusté une gaussienne aux raies dont la composante en émission est importante, en pondérant les pixels de longueurs d'onde tels que la composante en absorption soit très peu prise en compte dans l'ajustement. La valeur de la largeur à mi-hauteur (FWHM) obtenue sur un échantillon de trente raies est égale à $65 \pm 7 \text{ km.s}^{-1}$.

Les raies en absorption ne montrent aucune variabilité entre les spectres de mai 2005 et de juin 2006, c'est-à-dire sur une durée de plus d'un an. Sur ce même intervalle de temps, les raies en émission varient de façon modérée, d'environ 10 à 15 %, alors que la raie $H\alpha$ de profil P Cygni ainsi que les autres raies de Balmer montrent une forte variabilité entre mai 2005 et juin 2006 (figure 13.7). Bien que la composante rouge en émission de ces profils reste constante au cours du temps, on observe une forte variation de la composante en absorption décalée vers le bleu.

13.4.3 HD 200775

a) La binarité

Pour HD 200775, une attention particulière a été donnée au masque utilisé dans la méthode LSD. En effet, en utilisant le masque brut de 19000 K et $\log g = 3.5$ calculé avec ATLAS 9 de Kurucz, nous avons remarqué une variation de la profondeur du profil I pendant les quatre nuits de mai. Ces variations étaient dues aux raies en émission présentes dans le spectre et nuisaient considérablement à l'interprétation des profils V . Nous avons sélectionné une quarantaine de raies et nous avons ajusté leur profondeur afin de mieux reproduire le spectre observé.

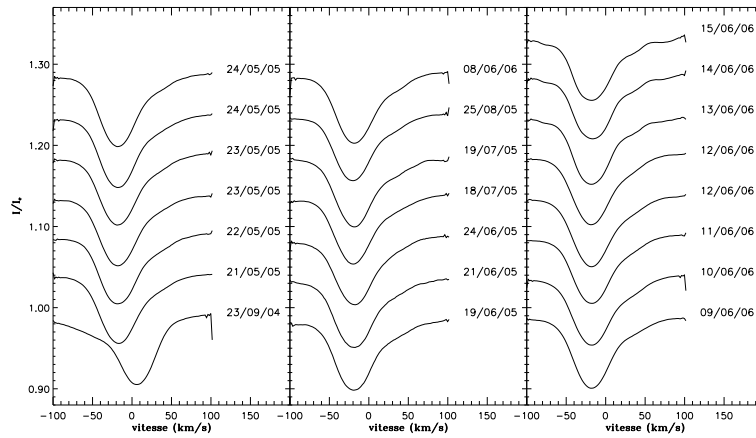


FIG. 13.8: Profils I de HD 200775 observés entre septembre 2004 et juin 2006

La figure 13.8 montre les différents profils I obtenus avec ce masque aux différentes dates d'observation. On aperçoit la présence d'une deuxième composante dans chacun des profils : à gauche pour le profil de septembre et à droite dans les autres profils. De plus, on remarque qu'entre septembre 2004 et mai 2005 la première composante s'est décalée vers la gauche, alors que la composante secondaire s'est décalée vers la droite. On attribue donc la présence de cette deuxième composante à une étoile compagne. Ceci est la preuve que HD 200775 est un système SB2 dont la période est certainement supérieure à 1 an. On confirme ainsi les soupçons qu'ont eu différents auteurs. Corporon & Lagrange (1999) détectèrent des variations de vitesses radiales des raies photosphériques du spectre de HD 200775, mais ils ne purent déterminer la période. Miroshnichenko et al. (1998) rassembla et analysa les données spectroscopiques de HD 200775 sur une vingtaine d'années, remarqua une variation cyclique de la largeur équivalente de $H\alpha$ de période 1345 jours et proposa la présence d'un compagne qui serait le déclencheur de l'activité $H\alpha$. Pogodin et al. (2004) discuta à nouveau cette idée à partir de nouvelles données et de preuves observationnelles de variations de vitesses radiales de quelques raies photosphériques. Ils construisirent une courbe des vitesses radiales à partir des ailes de la raie $H\alpha$ et l'utilisèrent pour déterminer les paramètres orbitaux et les éphémérides du système double.

Tout ces auteurs furent pourtant incapables de détecter des raies de la secondaire dans le spectre de HD 200775. En comparant certaines raies de nos spectres ESPaDO nS entre septembre et mai, on voit la composante secondaire (figure 13.9). De plus, grâce aux 22 profils LSD I obtenus lors des différentes nuits d'observation, nous pouvons mesurer les vitesses de rotation de chaque étoile. J'ai ajusté sur les 22 profils LSD de HD 200775 un profil de rotation pour une binaire, en utilisant une méthode identique à celle utilisée pour RS Cha, mais en rajoutant cette fois-ci une vitesse de macroturbulence de 15 km.s^{-1} nécessaire pour ajuster parfaitement les ailes des profils. La figure 13.10 montre le résultat de cet ajustement pour le profil de septembre 2004 et pour un de ceux de mai 2005 et le tableau 13.3 rassemble les valeurs des vitesses radiales et des $v \sin i$ obtenus. La moyenne des $v \sin i$ obtenus par l'ajustement donne une valeur de $v \sin i = 28.2 \pm 0.2 \text{ km.s}^{-1}$ pour la primaire tandis que la secondaire a un $v \sin i = 63 \pm 0.8 \text{ km.s}^{-1}$. Avec une période orbitale supérieure à 1 an et une vitesse de rotation projetée de 28.2 km.s^{-1} de la primaire, on peut en conclure que le système binaire n'est pas synchronisé.

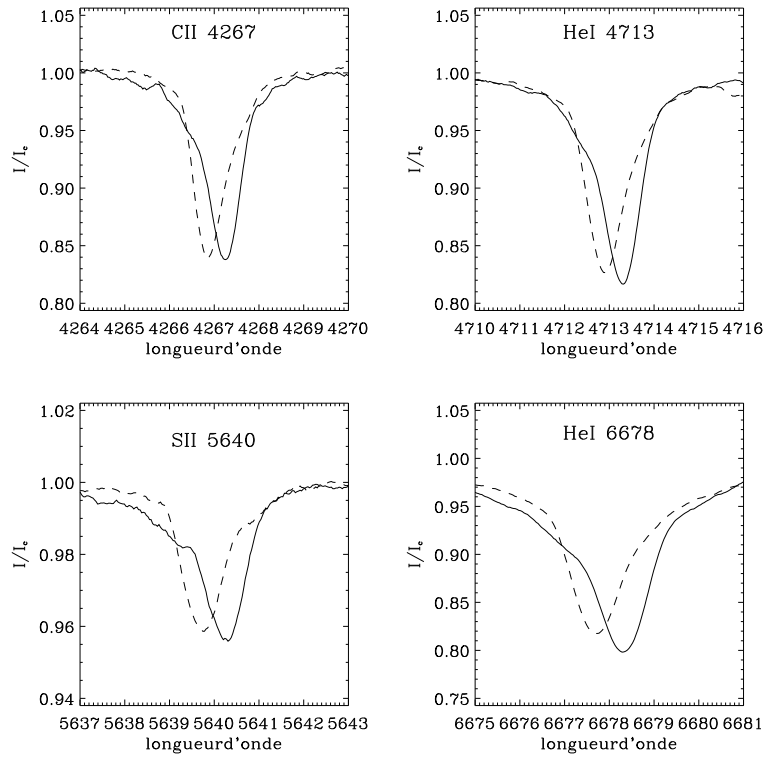


FIG. 13.9: Quelques raies photosphériques de HD 200775 dans lesquelles la composante secondaire est visible à gauche pour le spectre de septembre 2004 (trait plein) et à droite pour celui d'août 2005 (tirets).

Alors que les vitesses radiales des raies photosphériques de la primaire ont fortement varié entre septembre 2004 et mai 2005, passant de $\sim 10 \text{ km.s}^{-1}$ à $\sim -20 \text{ km.s}^{-1}$, elles ont très faiblement varié entre mai 2005 et juin 2006, montrant ainsi que la phase orbitale de l'étoile a très faiblement variée entre ces deux dates. On peut comparer les phases de nos observations avec la courbe des vitesses radiales de Pogodin et al. (2004). Pour obtenir cette courbe, ils ont utilisé la technique des vitesses bissectrices des ailes de la raie $H\alpha$. La vitesse bissectrice est obtenue en mesurant le milieu d'un segment horizontal reliant un point de l'aile gauche de la raie $H\alpha$ à un point de l'aile droite. Cette méthode permet de détecter des variations des vitesses radiales de la région de formation des raies $H\alpha$. Pogodin et al. (2004) supposent pour HD 200775 qu'elles sont formées dans la partie interne du disque axisymétrique et que les variations de leur vitesse radiale reflètent le véritable mouvement orbital de l'étoile centrale. On comprend donc que les vitesses bissectrices ne sont pas les véritables vitesses radiales de l'étoile mais que leurs variations sont les mêmes que celles de l'étoile. Ils obtinrent, la courbe des vitesses radiales de l'étoile primaire de la figure 13.11 (partie haute) sur laquelle ils ont pu ajuster une courbe théorique et déterminer les paramètres orbitaux ainsi que les éphémérides :

$$\begin{aligned} \text{Min I : HJD } 2449148 + 1341 \times n \\ \pm 87 \quad \pm 23 \end{aligned} \quad (13.11)$$

où n est un nombre entier. Ils ont d'autre part mesuré les vitesses radiales de certaines raies photosphériques du spectre représentées dans la partie basse de la figure 13.11

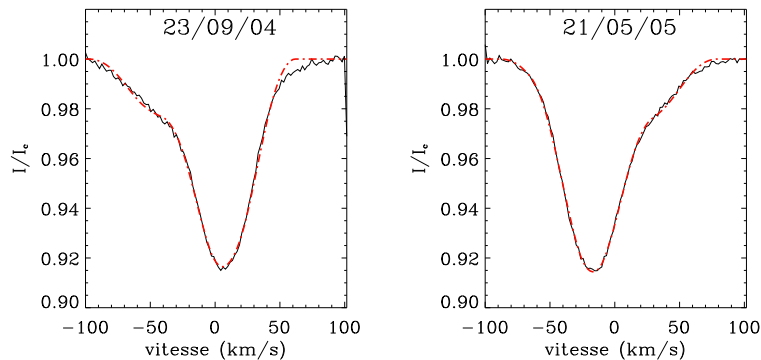


FIG. 13.10: Profils I de HD 200775 de septembre 2004 (à gauche) et du 21 mai 2005 (à droite), superposés de l'ajustement d'une double gaussienne (tirets)

sur laquelle ils ont ajusté une courbe théorique. Ils obtinrent la même courbe théorique que celle des vitesses bissectrices de $H\alpha$ mais décalée de 9 km.s^{-1} vers le bas. Pour comparer nos vitesses radiales à celles de Pogodin et al. (2004) j'ai calculé les phases de nos observations à partir de ces éphémérides et j'ai placé deux points sur la figure 13.11 correspondant au spectre de septembre 2004 (carré), d'août 2005 (losange) et de juin 2006 (triangle). Les spectres des autres mois observés avec ESPaDOnS (mai, juin et juillet 2005) ayant des phases très proches de celle d'août 2005 je n'ai pas jugé utile de les placer sur la même figure. On remarque que les vitesses radiales que l'on mesure ont un signe opposé à celles mesurées par Pogodin et al. (2004). En effet, nous avons remarqué dans nos spectres que les raies en émission se sont décalées vers la droite de septembre 2004 à mai 2005, tandis que les raies en absorption se sont déplacées vers la gauche : il semblerait d'après nos données que les régions de formation des raies en émission aient un mouvement contraire au mouvement orbital de l'étoile. Nous mettons donc en doute soit les mesures de vitesses radiales des raies photosphériques de Pogodin et al. (2004), soit l'éphéméride de la binaire déterminée à partir de $H\alpha$ par ces mêmes auteurs.

Cependant, bien que nous ne puissions pas comparer nos vitesses radiales aux vitesses bissectrices de $H\alpha$, nous pouvons cependant comparer la périodicité de l'émission $H\alpha$ qui semble correspondre à ce que nous observons. D'après la courbe théorique, on s'attend à ce que la vitesse radiale change de signe entre septembre 2004 et mai 2005 et c'est ce qu'on observe. Par contre, entre mai et août 2005, dont les phases sont quasiment identiques, on s'attend à ce que les vitesses radiales changent très peu. On remarque en effet une très faible variation des vitesses radiales des raies photosphériques de nos spectres entre ces deux dates.

La détermination des éphémérides de la binaire reste donc un point ambigu, nécessitant de nouvelles observations.

b) Recherche d'anomalies d'abondances

La figure 13.12 montre une portion d'un des spectres de HD 200775 obtenus en mai 2005. Etant donnée l'hypothèse que les étoiles de Herbig Ae/Be sont les progéniteurs des étoiles chimiquement particulières Ap/Bp, nous avons cherché dans nos spectres des anomalies d'abondance et leurs éventuelles variations au cours du temps. Dans ce but nous avons calculé un spectre synthétique de mélange solaire en utilisant des modèles

TAB. 13.3: Paramètres des profils de rotation ajustés sur les 22 profils I de HD 200775

Date	$v_1 \sin i$ (km.s ⁻¹)	v_{rad1} (km.s ⁻¹)	$v_2 \sin i$ (km.s ⁻¹)	v_{rad2} (km.s ⁻¹)
23/09/2004	32.0	10.4	52.0	-26.0
21/05/2005	27.8	-18.2	63.7	-4.44
22/05/2005	28.8	-19.0	62.5	-1.94
23/05/2005	28.5	-18.9	62.2	-4.64
23/05/2005	27.9	-18.9	63.2	-4.12
24/05/2005	27.9	-19.1	63.7	-3.22
24/05/2005	27.7	-19.0	63.1	-3.44
19/06/2005	28.7	-20.6	63.1	-1.84
21/06/2005	29.6	-20.0	69.0	-4.71
24/06/2005	27.9	-19.5	63.0	-6.89
18/07/2005	28.1	-21.1	65.0	-2.73
19/07/2005	26.8	-20.3	65.2	-4.93
25/08/2005	27.5	-21.8	62.0	-5.06
08/06/2006	28.1	-19.5	61.7	-3.03
09/06/2006	27.6	-18.8	64.9	-3.14
10/06/2006	27.2	-19.1	63.9	-4.16
11/06/2006	27.9	-19.1	61.3	-4.14
12/06/2006	27.5	-19.3	62.0	-4.75
12/06/2006	27.2	-19.5	60.7	-5.47
13/06/2006	28.1	-19.1	61.9	-3.20
14/06/2006	29.8	-17.3	72.4	-2.70

d'atmosphère de Kurucz Atlas 9, de la même façon que pour RS Cha (chapitre 7). Nous avons remarqué un désaccord total entre la profondeur des raies observées et celles des raies synthétiques. En particulier nous avons remarqué que les raies d'He sont beaucoup moins profondes dans le spectre observé que dans le spectre synthétique. Nous avons attribué ces faibles profondeurs à des effets hors ETL (Equilibre Thermodynamique Local) qui ne sont pas pris en compte dans les modèles de Kurucz. En effet, les effets hors ETL ont tendance à diminuer la largeur équivalente des raies fortes. Dans des étoiles chaudes comme HD 200775 les effets hors ETL sont très grands et les raies les plus profondes sont les raies d'hélium. On s'attend donc à ce que les raies d'hélium soient les plus affectées par ces effets hors-ETL.

Nous avons alors utilisé un modèle d'atmosphère hors ETL de température effective 19000 K et de $\log g = 3.5$ obtenu avec le code TLUSTY (Hubeny 1988, Hubeny & Lanz 1992; 1995), pour calculer un spectre synthétique dans le domaine spectral d'ESPaDOnS avec le code SYNSPEC (Hubeny 1988, Hubeny & Lanz 1992; 1995). Une partie de ce spectre est superposée au spectre observé de la figure 13.12. La mesure directe des abondances des éléments chimiques est très délicate dans ce type d'étoiles car il existe des phénomènes qui remplissent les raies. En particulier, la présence de la matière circumstellaire ou d'un disque provoque le phénomène de veiling : le disque et l'enveloppe circumstellaire émettent un continu remplissant les raies photosphériques de l'étoile. Les abondances mesurées directement sur le spectre sans prendre en compte ce veiling sont donc faussées. Cependant, dans le cas de HD 200775, nous cherchons des

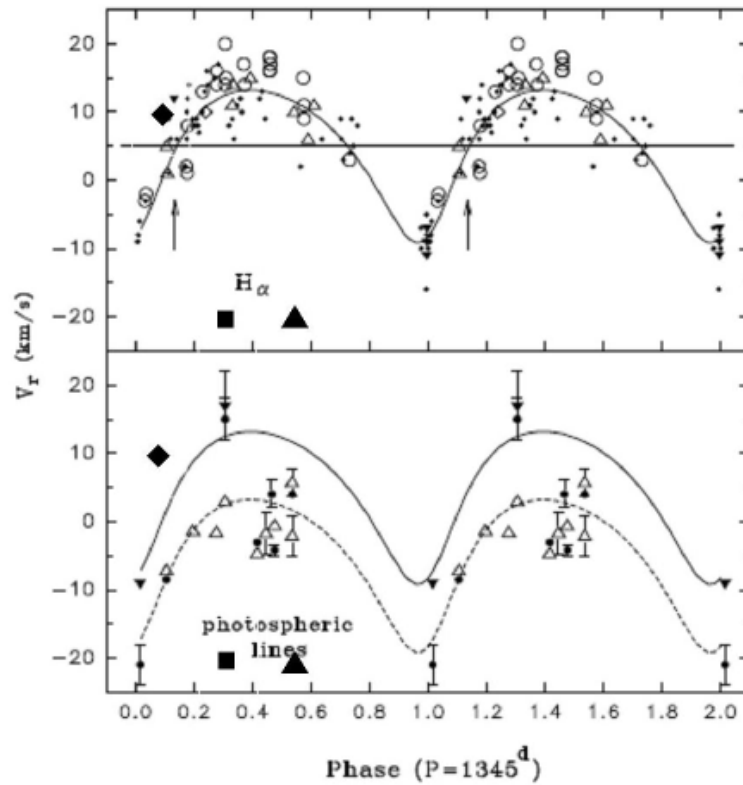


FIG. 13.11: Courbe des vitesses radiales obtenues par Pogodin et al. (2004) en mesurant la vitesse bissectrice des ailes de la raie $H\alpha$ de HD 200775 (en haut). En bas sont représentées les vitesses radiales mesurées par ces mêmes auteurs à partir des raies photosphériques. Ils ont tracé sur ce même graphique en trait plein l'ajustement obtenu à partir de $H\alpha$ et celui à partir des raies photosphériques qui est identique à la première mais déplacée de 9 km.s^{-1} vers le bas. J'ai rajouté par-dessus chaque graphique la vitesse radiale de nos données de septembre 2004 (losange), de août 2005 (carré) et de juin 2006 (triangle) en utilisant les éphémérides de Pogodin et al. (2004)

anomalies d'abondance, c'est-à-dire que nous cherchons des espèces chimiques qui sont sur-abondantes ou sous-abondantes par rapport à celles du Soleil. Le veiling revient à ajouter au spectre un continu ressemblant à un corps noir, c'est-à-dire que l'on peut considérer que ce continu est presque constant dans une petite région spectrale. Il aura donc le même effet sur des raies de même profondeur d'une même région spectrale. Nous avons alors comparé dans une même région spectrale les profondeurs des raies observées entre espèces chimiques différentes dont les profondeurs sont similaires dans le spectre synthétique.

Nous n'avons observé aucune différence systématique entre les largeurs équivalentes observées et calculées de nombreuses espèces chimiques. La conclusion de cette étude est qu'il n'existe pas d'anomalies d'abondance dans le spectre de HD 200775. En particulier on n'observe aucune particularité dans les raies d'hélium. De plus les spectres ne montrent aucune variabilité des largeurs équivalentes sur plusieurs nuits d'observation de septembre 2004 à août 2005, pour différentes espèces chimiques.

Ces résultats sont en contradiction avec le comportement de la plupart des étoiles magnétiques B de la séquence principale, qui sont le plus souvent He-riche ou He-faible et qui présentent des taches d'abondance variant avec la phase de rotation de l'étoile. Il est cependant naturel de n'observer aucune anomalie d'abondance à la surface de

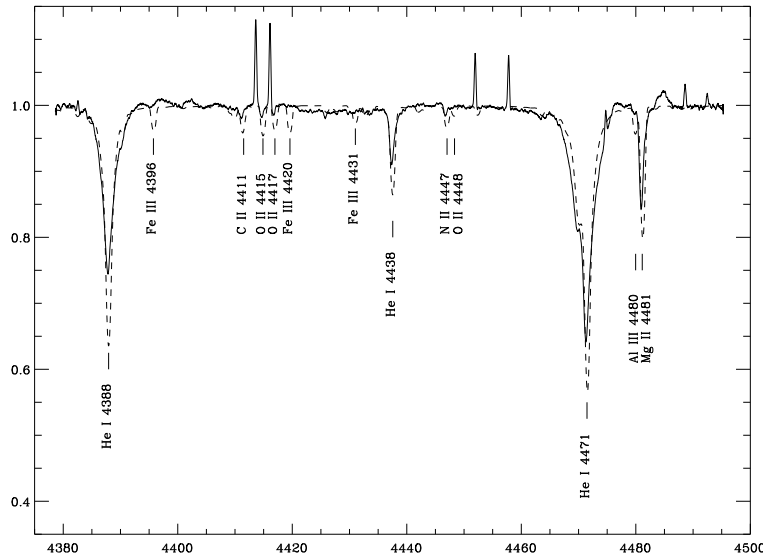


FIG. 13.12: Spectre ESPaDOnS de HD 200775 entre 438 et 450 nm superposé d'un spectre synthétique (en tirets) calculé avec un modèle d'atmosphère hors ETL, TLUSTY et le code SYNSPEC (Hubeny 1988, Hubeny & Lanz 1992; 1995).

HD 200775 car, étant donné le faible âge de cette étoile (~ 90000 an), on s'attend à ce qu'elles se contruisent sur une échelle de temps beaucoup plus longue.

c) Les raies en émission

Le spectre de HD 200775 montre deux types de raies en émission, des raies larges et des raies très fines. Parmi les raies larges en émission, on distingue principalement les raies de Balmer et la raie OI 7772 Å. On remarque une variation de la largeur équivalente de la raie H α de septembre 2004 à août 2005 (figure 13.13) cohérente avec le cycle d'activité décrit par Pogodin et al. (2004).

D'autre part, nous avons remarqué de nombreuses raies fines en émission, environ une centaine sur la totalité du spectre dont on peut voir certaines d'entre elles sur la figure 13.12. Ces raies sont attribuées à l'émission des nébulosités entourant l'étoile et sont appelées les raies nébulaires. Pour les identifier je me suis référée aux observations de plusieurs auteurs de η Carinae qui est une étoile expulsant son enveloppe et dont le spectre est fortement dominé par des émissions provenant de cette dernière (Thackeray 1953; 1962; 1967, Hamann et al. 1994). La liste des raies identifiées se trouve dans l'annexe B. La majorité de ces raies proviennent de l'espèce chimique Fe II, 2 raies sont produites par les ions Ni II et encore deux autres par les ions Cr II. Ces raies nébulaires n'ont quasiment pas varié entre septembre 2004, mai et août 2005, en amplitude et en vitesse radiale, contrairement aux raies photosphériques qui ont changé de vitesse radiale entre septembre et mai à cause du mouvement orbital de l'étoile. On peut donc supposer que ces raies proviennent d'une enveloppe circumbinaire, expliquant ainsi qu'elle ne sont pas affectées par le mouvement orbital des deux étoiles.

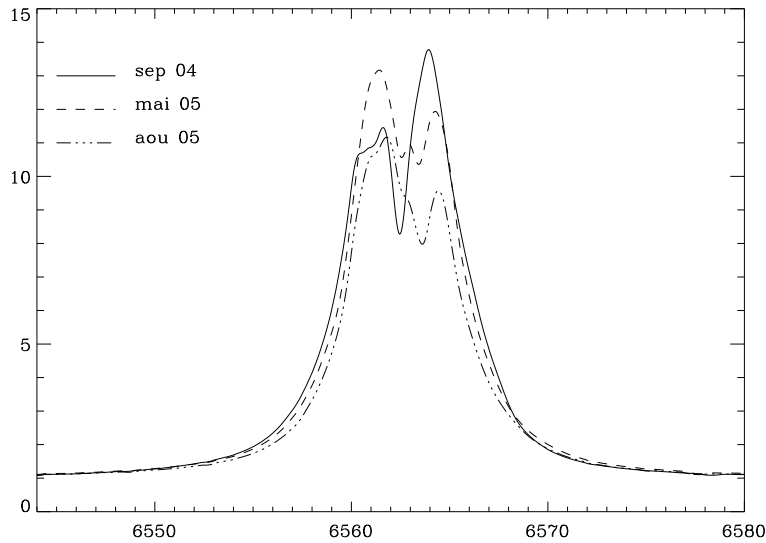


FIG. 13.13: Profils $H\alpha$ de HD 200775 observés en septembre 2004, mai 2005 et août 2005.

13.5 Caractérisation du champ magnétique

Une des questions que l'on peut se poser maintenant que nous avons détecté des champs magnétiques dans des étoiles de Herbig est : est-ce que leur champ magnétique a la même structure que celui des étoiles Ap/Bp magnétiques de la séquence principale ? D'après la théorie du champ fossile, la réponse devrait être oui.

Les champs magnétiques des étoiles Ap/Bp montrent une structure globale dipolaire avec quelques composantes quadrupolaire et octupolaire dans certaines étoiles mais moins prépondérantes que la composante dipolaire. Je vais donc supposer que le champ magnétique des étoiles de Herbig est en grande partie dipolaire. Pour le vérifier, j'ai utilisé le modèle du rotateur oblique.

13.5.1 Le modèle du rotateur oblique

a) Calcul du champ longitudinal B_ℓ

Le rotateur oblique est un modèle qui suppose un dipôle positionné à un point arbitraire dans l'étoile incliné d'un angle β avec l'axe de rotation (Stift 1975). Puisque l'étoile tourne, un observateur extérieur va voir le champ magnétique varier en fonction de la phase de rotation de l'étoile. Il existe un cas particulier du rotateur oblique qui considère uniquement un dipôle positionné au centre de l'étoile et que l'on appelle le dipôle centré. Je ne considérerai par la suite que ce cas particulier.

Je rappelle que le paramètre de Stokes V , qui est une des observables de l'instrument ESPaDOnS, est proportionnel au champ magnétique longitudinal projeté sur la ligne de visée. Prenons un repère (O,x,y,z) centré sur l'étoile tel que l'axe z est la ligne de visée (figure 13.14). On peut donc écrire le champ longitudinal effectif B_ℓ sous la forme :

$$B_\ell = \frac{\iint B_z(\theta, \varphi) b_M dS}{\iint b_M dS} \quad (13.12)$$

où (θ, φ) sont les coordonnées sphériques d'un point M à la surface de l'étoile de rayon R , $dS = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi$, B_z est la composante suivant la ligne de visée du champ

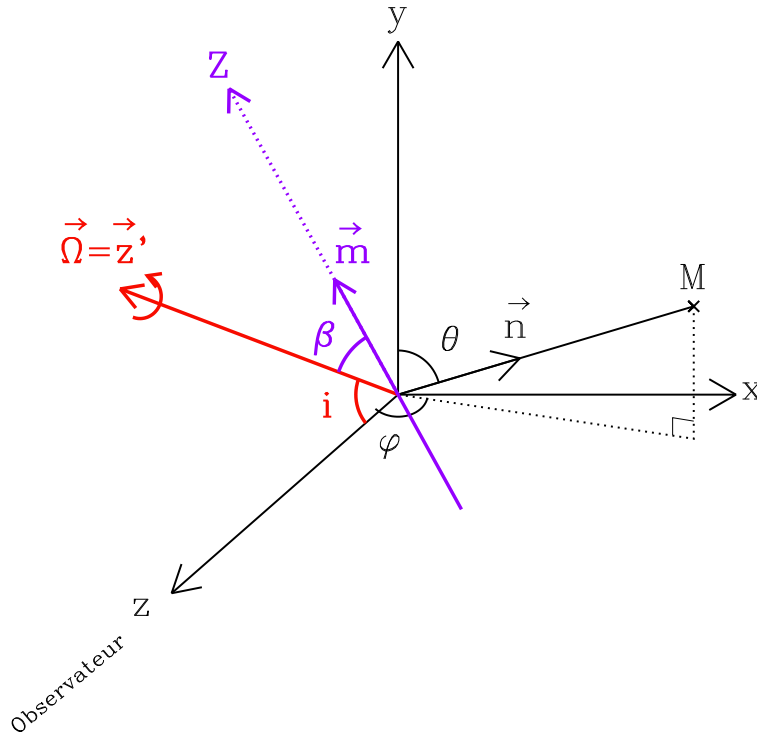


FIG. 13.14: Repères rencontrés dans le modèle du rotateur oblique. Le repère (x, y, z) est le référentiel observateur tel que la ligne de visée est suivant l'axe $(0z)$ et tel qu'un point M à la surface l'étoile est repéré par ses coordonnées sphériques (θ, φ) . \mathbf{n} est un vecteur unitaire perpendiculaire à la surface de l'étoile. Ω est l'axe de rotation de l'étoile faisant un angle i avec la ligne de visée. \mathbf{m} est le moment magnétique du dipôle placé au centre de l'étoile. Il est colinéaire à l'axe \mathbf{Z} du référentiel du dipôle (X, Y, Z) .

magnétique \mathbf{B} en chaque point de la surface de l'étoile et b_M est la brillance à la surface de l'étoile donnée par la fonction d'assombrissement centre-bord :

$$b_M = 1 - \varepsilon + \varepsilon \cos \omega \quad (13.13)$$

où ω est l'angle entre la perpendiculaire \mathbf{n} à la surface de l'étoile au point $M(\theta, \varphi)$ et la ligne de visée :

$$\cos \omega = \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{n} = \sin \theta \cos \varphi \quad (13.14)$$

Nous devons passer du référentiel du dipôle (X, Y, Z) au référentiel observateur (x, y, z) pour calculer le champ longitudinal B_ℓ . Dans ce but, considérons plusieurs référentiels intermédiaires. Nous sommes dans le référentiel observateur. En effectuant une rotation d'un angle i autour de l'axe x du référentiel observateur, on se retrouve dans le référentiel de l'étoile statique (x', y', z') . La matrice de rotation qui fait passer du référentiel observateur au référentiel de l'étoile statique s'écrit :

$$S_i = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos i & -\sin i \\ 0 & \sin i & \cos i \end{pmatrix} \quad (13.15)$$

Pour passer du référentiel de l'étoile statique (x', y', z') au référentiel de l'étoile en ro-

tation (x'', y'', z''), on applique la matrice de rotation d'angle $\phi = 2\pi \times \text{phase}$:

$$S_\phi = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (13.16)$$

Enfin, pour se placer dans le référentiel du dipôle, on suppose qu'il appartient au plan (y'', z'') de l'étoile en rotation et que l'axe Z du dipôle fait un angle β avec l'axe de rotation z'' . On doit donc effectuer une rotation d'un angle β autour de l'axe x'' du référentiel de l'étoile en rotation. La matrice de cette transformation est :

$$S_\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & -\sin \beta \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \quad (13.17)$$

Soit le vecteur \mathbf{r} reliant le centre de l'étoile au point M observé. Ses coordonnées dans le référentiel observateur sont :

$$\begin{pmatrix} z \\ x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \cos \varphi \sin \theta \\ r \sin \varphi \sin \theta \\ r \cos \theta \end{pmatrix} \quad (13.18)$$

Ses coordonnées dans le référentiel du dipôle sont donc :

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = S_\beta S_\phi S_i \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (13.19)$$

Les composantes du champ magnétique \mathbf{B} d'un dipôle en chaque point M de la surface de l'étoile dans le référentiel du dipôle valent :

$$\begin{pmatrix} B_X \\ B_Y \\ B_Z \end{pmatrix}_{\text{dip}} = -\nabla \left(\frac{\mathbf{m} \cdot \mathbf{r}}{r^3} \right) \quad (13.20)$$

où \mathbf{m} est le moment magnétique défini dans le cas d'un dipôle par :

$$\mathbf{m} = m \mathbf{e}_Z = \frac{R^3 B_P}{2} \mathbf{e}_Z \quad (13.21)$$

où \mathbf{e}_Z est l'axe magnétique et B_P est l'intensité du champ au pôle nord magnétique de l'étoile. Les coordonnées du champ magnétique \mathbf{B} de l'étoile dans le référentiel observateur sont donc :

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}_{\text{obs}} = {}^T S_i^T S_\phi^T S_\beta \begin{pmatrix} B_X \\ B_Y \\ B_Z \end{pmatrix}_{\text{dip}} \quad (13.22)$$

Stibbs (1950) intégra l'équation 13.12 en utilisant les relations ci-dessus et montra que B_ℓ est fonction de $\cos \phi$ et donc que la courbe $B_\ell = f(\phi)$ est une courbe sinusoïdale. On peut montrer que les deux degrés de liberté de cette courbe, c'est-à-dire, le rapport entre la valeur maximum de B_ℓ et sa valeur minimum, et l'amplitude de la courbe nous

renseignent sur la valeur du champ au pôle et sur l'angle β entre l'axe de rotation et l'axe magnétique, pourvu qu'on connaisse l'angle i . En effet, d'après Borra & Landstreet (1980) :

$$B_\ell(\min, \max) = \frac{1}{4} \frac{15 + \varepsilon}{15 - 5\varepsilon} B_P \cos(\beta \pm i) \quad (13.23)$$

$$\text{et} \quad (13.24)$$

$$\tan \beta = \frac{1 - r}{1 + r} \cot i \quad \text{avec} \quad r = \frac{B_\ell(\min)}{B_\ell(\max)} \quad (13.25)$$

où ε est le paramètre d'assombrissement centre-bord.

Si l'on observe une étoile magnétique de telle manière à obtenir une bonne couverture en phase, on peut tracer les B_ℓ mesurés pour chaque observation en fonction de la phase et ajuster une courbe sinusoïdale par dessus. Les paramètres de la courbe obtenue nous fournissent l'angle β et la valeur du champ au pôle.

b) Calcul du profil V synthétique

Le modèle du rotateur oblique précédemment décrit, peut être utilisé pour calculer le profil V à différentes phases de rotation de l'étoile. Nous savons calculer le champ magnétique en chaque point de l'étoile grâce à la relation 13.22 et nous connaissons la valeur du paramètre de Stokes V en fonction du champ longitudinal B_ℓ et de la dérivée de l'intensité I d'après l'équation 11.26 dans l'approximation du champ faible. Pour calculer l'intensité I en chaque point de l'étoile j'ai supposé une gaussienne centrée sur la vitesse du point M de largeur instrumentale égale à celle d'ESPaDONs. Je calcule donc V_M en chaque point M de l'étoile, puis j'intègre sur toute la surface de l'étoile en tenant compte de l'assombrissement centre-bord b_M en chaque point de l'étoile et je normalise par rapport à l'intensité du continu $I_c = \int b_M dS$:

$$\frac{V}{I_c} = \frac{\int V_M b_M dS}{\int b_M dS} \quad (13.26)$$

13.5.2 Mesure du champ magnétique longitudinal à partir des profils V

Nous avons calculé la valeur du champ longitudinal B_ℓ intégré sur la surface de l'étoile pour toutes les observations des étoiles magnétiques en utilisant la relation de Donati et al. (1997), que je redémontre.

D'après l'équation 11.26, la valeur du paramètre de Stokes V est fonction du champ longitudinal B_ℓ intégré sur la surface visible de l'étoile et de la dérivée de l'intensité I par rapport à la vitesse. On pourrait donc calculer la valeur de B_ℓ à partir de cette relation. Or calculer la dérivée d'un profil observé bruité n'est pas une chose évidente. Nous avons donc préféré utiliser une autre relation pour calculer B_ℓ .

D'après Semel (1967), les intensités des polarisations circulaires droite et gauche valent :

$$I_r = I + V = I_0(\lambda + \lambda_B \cos \theta) \quad I_l = I - V = I_0(\lambda - \lambda_B \cos \theta) \quad (13.27)$$

$$(13.28)$$

où I_0 est l'intensité du profil de la raie formée sans la présence du champ magnétique et λ_B est le décalage Zeeman en longueur d'onde donné par l'équation 11.20. Donc

$$V = \frac{I_r - I_l}{2} \quad (13.29)$$

Or on peut réécrire I_r et I_l sous la forme :

$$I_r = 1 - f_r \quad I_l = 1 - f_l \quad (13.30)$$

où f_r et f_l sont les profils des raies polarisées circulaire droite et gauche, centrés sur les longueurs d'onde $\lambda_r = \lambda + \lambda_B \cos \theta$ et $\lambda_l = \lambda - \lambda_B \cos \theta$, respectivement. Donc :

$$V = \frac{f_l - f_r}{2} \quad (13.31)$$

La définition du centre de gravité λ_0 d'une raie est :

$$\lambda_0 = \frac{\int f(\lambda) \lambda d\lambda}{\int f(\lambda) d\lambda} \quad (13.32)$$

donc

$$\lambda_l - \lambda_r = \frac{\int (f_l(\lambda) - f_r(\lambda)) \lambda d\lambda}{\int f(\lambda) d\lambda} \quad (13.33)$$

Or

$$\lambda_l - \lambda_r = -2\lambda_B \cos \theta = -2(C\bar{g}\lambda_0^2 B) \cos \theta \quad (13.34)$$

où λ_B est le décalage Zeeman. En utilisant les équations 13.31, 13.33 et 13.34 on a :

$$-2C\bar{g}\lambda_0^2 B \cos \theta = \frac{\int 2V \lambda d\lambda}{\int f(\lambda) d\lambda} \quad (13.35)$$

On retrouve alors l'expression du champ magnétique longitudinal $B_\ell = B \cos \theta$ de Donati et al. (1997) :

$$B_\ell = -\frac{\int V(\lambda) \lambda d\lambda}{C\bar{g}\lambda_0^2 \int (1 - I(\lambda)) d\lambda} = -\frac{\int V(v) v dv}{C\bar{g}\lambda_0 c \int (1 - I(v)) dv} \quad (13.36)$$

où \bar{g} et λ_0 sont les valeurs moyennes des facteurs de Landé effectifs et des longueurs d'onde sur toutes les raies utilisées dans le calcul des profils LSD $I(v)$ et $V(v)$ et c est la vitesse de la lumière.

13.5.3 HD 190073

La figure 13.15 (à gauche) montre les profils V des toutes les observations de HD 190073 obtenues avec ESPaDOnS. Pour chacune nous avons mesuré le champ magnétique en utilisant la relation 13.36 (Tab. 13.4). On ne remarque aucune variation des profils V en plus d'un an d'observations, comme le confirment les valeurs de B_ℓ du tableau 13.4. On peut donner trois hypothèses pour expliquer ce résultat.

Si le profil V n'a pas varié en un peu plus d'un an, cela veut dire que le champ magnétique longitudinal intégré sur toute la surface de l'étoile est le même. On peut donc penser dans un premier temps que nous voyons l'étoile par son pôle de rotation. La figure 13.15 (à gauche) montre les trois profils V obtenus en juillet 2005, août 2005 et juin 2006 superposés. Sur cette figure on voit que ces trois profils sont strictement identiques. Le champ magnétique à la surface de l'étoile n'a donc pas du tout varié en presque un an. Il faudrait donc que l'angle d'inclinaison soit strictement 90° . Or il est très peu probable que ce soit le cas. On connaît plusieurs exemples d'étoiles vues par

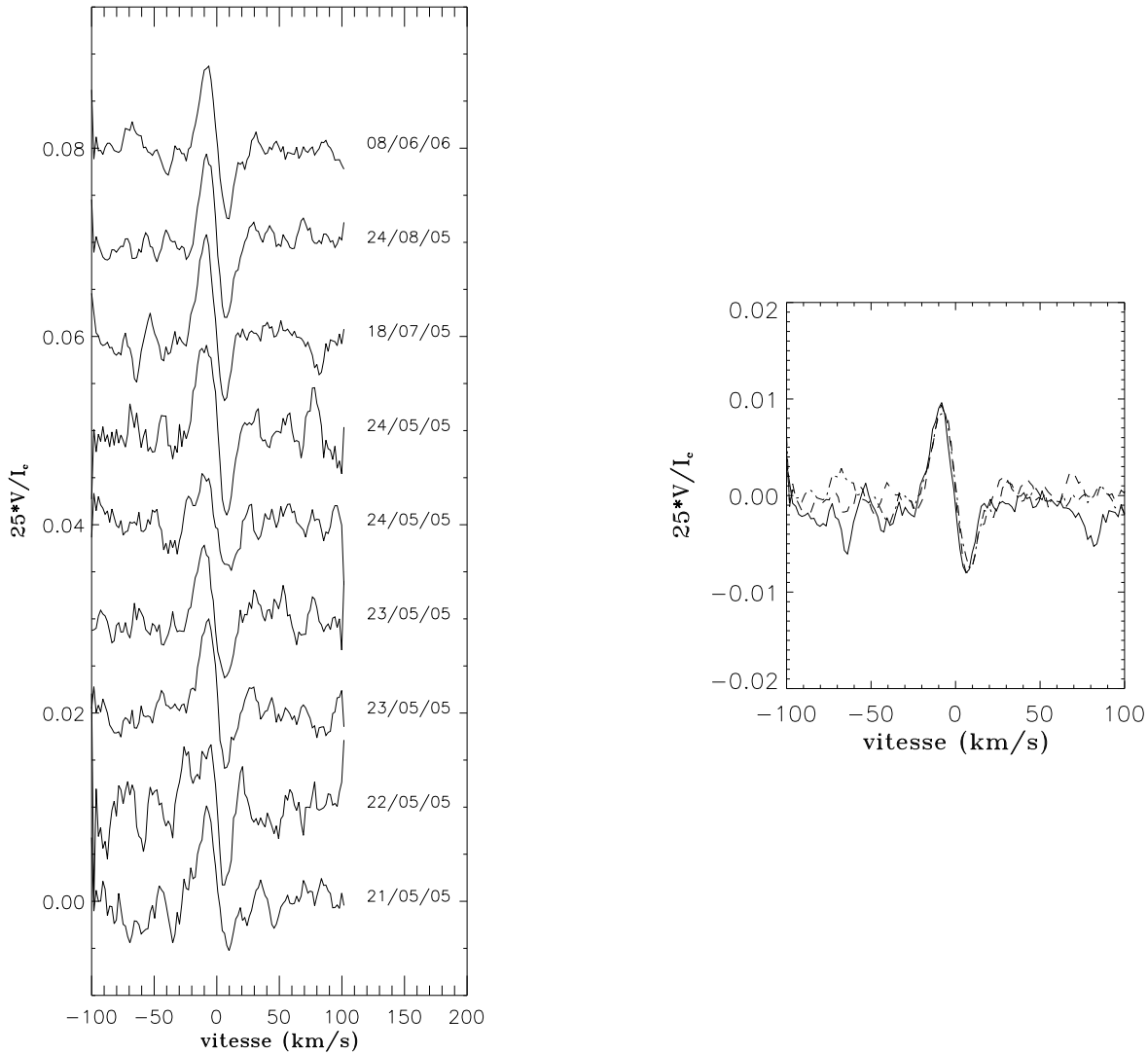


FIG. 13.15: Profils V de HD 190073. **A GAUCHE** tous les profils observés entre mai 2005 et juin 2006. **A DROITE** sont superposés les profils V de HD 190073 du 18/07/2005 (trait plein), du 24/08/2005 (en tirets) et du 8/06/2006 (en tiret-points).

leur pôle (dans les étoiles Ap/Bp par exemple). Cependant on n'a jamais observé des étoiles avec un angle valant exactement 90° .

Une autre solution serait de supposer que l'angle β entre l'axe de rotation et l'axe magnétique est nul. Le champ magnétique à la surface de l'étoile est donc le même quelque soit la phase de rotation. Cependant, pour la même raison qu'au-dessus, le champ magnétique doit être strictement axisymétrique et l'angle β doit valoir exactement 0° . Or le champ magnétique observé dans les étoiles Ap/Bp montrent globalement une structure dipolaire axisymétrique, mais possède aussi des composantes multipolaires qui brisent la symétrie du champ dipolaire. De plus nous n'avons jamais observé dans les étoiles magnétiques un angle β valant exactement 0° . Il est donc peu probable que ces deux hypothèses soient la solution à notre problème.

La troisième hypothèse est de supposer que la période de l'étoile est très longue. Il existe plusieurs arguments en faveur de cette hypothèse. Premièrement, nous n'avons pas pu déterminer la vitesse de rotation projetée $v \sin i$ de l'étoile. L'élargissement des

TAB. 13.4: Valeurs du champ magnétique longitudinal mesurées à partir des profils I et V de HD 190073. HJD : jour julien héliocentrique.

Date	HJD	B_ℓ (G)
21/05/2005	2453513.1072	62 ± 15
22/05/2005	2453513.9689	43 ± 23
23/05/2005	2453514.9603	57 ± 12
23/05/2005	2453515.0858	58 ± 16
24/05/2005	2453515.9621	55 ± 14
24/05/2005	2453516.0879	78 ± 17
18/07/2005	2453570.9164	68 ± 11
24/08/2005	2453607.7891	69 ± 9
08/06/2006	2453895.92101	59 ± 8

raies photosphériques peut être totalement dû à de la turbulence ou totalement dû à la rotation. Le $v \sin i$ peut avoir n'importe quelle valeur entre 0 et 8.5 km.s^{-1} . Nos données ne peuvent donc pas nous renseigner sur la période de rotation de l'étoile, mais elles n'excluent pas une période très longue pouvant aller de quelques années à plusieurs dizaines d'années. De plus, Babcock (1958) observa HD 190073 et obtint des spectres qu'il analysa en polarisation circulaire droite et gauche. Il détecta un décalage en longueur d'onde de nombreuses raies photosphériques du Fe, Ti, Si, Ca, Sc, Mg, et Cr entre la polarisation droite et gauche du spectre et en particulier dans les raies Ca II H & K. Il mesura dans ces dernières une intensité du champ magnétique à la surface de l'étoile égale à -270 G . Cette valeur est beaucoup plus grande en valeur absolue que ce que nous observons et est de signe opposé. Cependant la présence de ce champ magnétique n'a pas été confirmée par Glagolevskij & Chountonov (1998). D'autre part, bien qu'ils n'observèrent aucun champ magnétique dans les raies de Balmer, Hubrig et al. (2006) notèrent une signature Zeeman très distincte dans les mêmes raies du doublet Ca II H & K que Babcock (1958) et mesurèrent un champ magnétique longitudinal de $84 \pm 30 \text{ G}$, une valeur qui est très proche de ce que nous trouvons (Tab. 13.4). Les observations de Babcock (1958) ont été faites en 1950, alors que les nôtres et celles de Hubrig et al. (2006) ont été faites en 2005. Le champ magnétique de HD 190073 a donc fortement varié en 55 ans en changeant de signe entre 1950 et 2005, puis quasiment pas en quelques mois. Une période supérieure à 55 ans pourrait expliquer que l'on ait observé aucun changement dans les profils V en plusieurs mois.

Des observations supplémentaires sont nécessaires pour privilégier une de ces trois théories.

13.5.4 HD 200775

Comme HD 200775 est un système double SB2, on peut se demander si le champ magnétique que nous avons détecté provient de la composante primaire ou secondaire. Or on remarque sur la figure 13.3 en haut à gauche, que le profil V ne s'étend que sur la largeur du profil I de la composante primaire. De plus, sur la figure 13.17 on voit que le profil V s'est décalé vers la gauche entre mai 2004 et septembre 2005, comme le profil I de la composante primaire. Ceci nous permet d'affirmer que la signature Zeeman provient du champ magnétique de l'étoile primaire.

La figure 13.16 montre les variations du profil V de HD 200775 des différentes

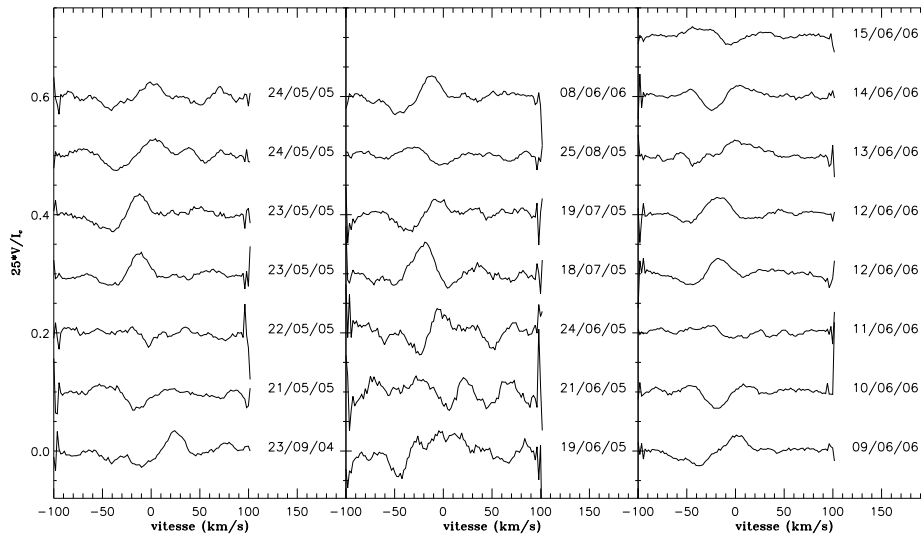


FIG. 13.16: Profils V de HD 200775 observés entre septembre 2004 et juin 2006.

TAB. 13.5: Valeurs du champ magnétique longitudinal mesurées à partir des profils I et V de HD 200775. HJD : jour julien héliocentrique.

Date	HJD	B_ℓ (G)	Date	HJD	B_ℓ (G)
23/09/2004	2453272.93981	-227 ± 74	19/07/2005	2453571.9358	-224 ± 70
21/05/2005	2453513.1072	-75 ± 65	25/08/2005	2453608.9206	128 ± 60
22/05/2005	2453514.0150	-103 ± 84	08/06/2006	2453895.94467	-253 ± 63
23/05/2005	2453515.0065	161 ± 60	09/06/2006	2453897.10592	-263 ± 43
23/05/2005	2453515.0490	240 ± 73	10/06/2006	2453898.08669	-13 ± 49
24/05/2005	2453516.0101	310 ± 64	11/06/2006	2453898.93861	92 ± 48
24/05/2005	2453516.0511	209 ± 72	12/06/2006	2453899.92314	-153 ± 44
19/06/2005	2453542.0596	-510 ± 148	12/06/2006	2453899.95381	1 ± 42
21/06/2005	2453544.0732	-18 ± 170	13/06/2006	2453901.13869	-212 ± 64
24/06/2005	2453547.0730	-370 ± 142	14/06/2006	2453902.13517	-115 ± 48
18/07/2005	2453570.9915	54 ± 101	15/06/2006	2453903.13646	130 ± 51

nuits d'observation avec ESPaDOnS. Les variations sont très fortes d'une nuit à l'autre supposant une période de rotation de quelques jours. L'étude des variations du champ magnétique longitudinal B_ℓ de l'étoile en fonction du temps peut nous donner la période de rotation de l'étoile. Cependant, la présence de la composante secondaire dans le profil I rend la mesure de B_ℓ difficile. En effet, d'après la relation 13.12, la largeur équivalente du profil I de l'étoile magnétique intervient dans la valeur du B_ℓ . Or nous ne connaissons pas la largeur équivalente du profil I de la composante primaire car nous ne connaissons pas le rapport des luminosités l des deux étoiles. Cependant nous nous intéressons particulièrement aux variations temporelles de B_ℓ . Comme nous savons que le profil V observé est produit uniquement par le champ magnétique de l'étoile primaire, nous pouvons déterminer les B_ℓ de nos observations en utilisant la relation 13.12 et en prenant la largeur équivalente du profil I total de la binaire. Les valeurs obtenues ne seront pas les valeurs réelles du champ magnétique longitudinal à la surface de l'étoile, mais par contre leurs variations temporelles sont directement liées à la rotation de

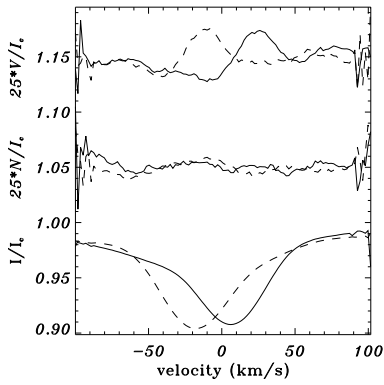


FIG. 13.17: Profils I et V de HD 200775 du 23 septembre 2004 (trait plein) et du 23 mai 2005 (tirets).

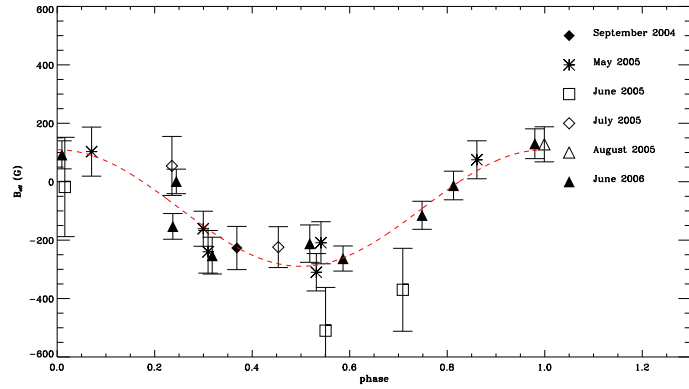


FIG. 13.18: B_ℓ en fonction de la phase pour HD 200775. La ligne en tirets est le meilleur ajustement sinusoïdal.

l'étoile. La période de ces variations est donc égale à celle de l'étoile.

J'ai mesuré les B_ℓ des 22 profils de 2004 à 2006 que j'ai tracés en fonction du temps (Tableau 13.5. En supposant que l'étoile possède un dipôle au centre, j'ai ajusté une courbe sinusoïdale pour déterminer la période. La figure 13.18 montre le résultat de l'ajustement en tirets obtenu pour une période de 4.328 jours et un $\chi^2 = 1.2$.

Les variations des profils V d'un jour à l'autre et d'un mois à l'autre vont me permettre d'estimer l'intensité du champ au pôle B_P et l'angle β entre l'axe de rotation et l'axe magnétique, en ajustant les 22 profils en même temps. J'ai calculé à l'aide du modèle du rotateur oblique décrit dans les paragraphes précédents une grille de profils V pour différentes valeurs de β , B_P , P et ϕ_0 , où P est la période de rotation et ϕ_0 est le déphasage entre un temps initial t_0 choisi arbitrairement, et un instant où l'axe magnétique pointe vers l'observateur. J'ai effectué un ajustement par les moindres carrés de tous les profils V . La figure 13.19 montre pour chaque profil V le résultat du meilleur ajustement superposé aux profils observés ($\chi^2 = 1.1$). A gauche de chaque profil est indiqué la phase de rotation. Le désaccord entre le profil observé et le profil synthétique à la phase 0.6 montre que le champ magnétique habitant l'étoile n'est pas un dipôle parfait. Le modèle associé à cet ajustement est décrit par une période de rotation de 4.327 jours, un angle β de 90° et un champ polaire de 400 G. Comme nous connaissons le rayon de l'étoile $R = 8 R_\odot$ et sa vitesse de rotation projetée $v \sin i = 28.2 \text{ km.s}^{-1}$, la période obtenue nous donne l'angle d'inclinaison du système : $i = \sin^{-1} \left(\frac{P \times v \sin i}{2\pi R} \right) = 17^\circ$.

Connaissant tous les paramètres du modèle, j'ai calculé l'intensité du champ magnétique longitudinal en chaque point de la surface visible de l'étoile à différentes phases de rotation (B_z), ainsi que le profil V associé, à l'aide des équations 11.26, 13.22 et 13.26. Je les ai ensuite tracés sur la figure 13.20 pour 8 phases de rotation différentes permettant de visualiser l'évolution du profil V et du B_z à la surface de l'étoile en fonction de sa rotation.

La réussite globale de l'ajustement des profils V prouve que la composante primaire de HD 200775 possède un champ magnétique globalement dipolaire d'intensité 400 G faisant un angle de 90° avec l'axe de rotation. De plus, étant donné que le même modèle reproduit à la fois les observations de 2004, de 2005 et de 2006, on montre ainsi que le champ magnétique de cette étoile est stable sur une période supérieure à un an.

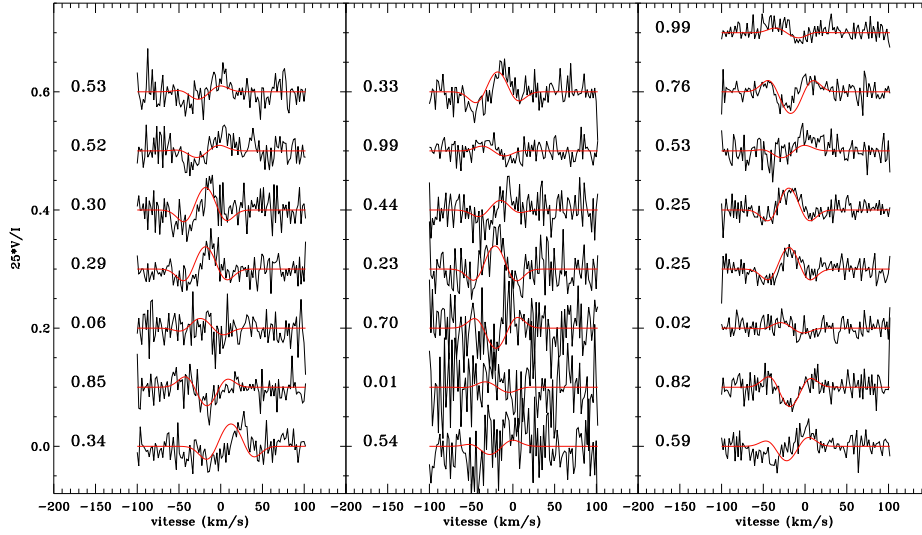


FIG. 13.19: Meilleur ajustement des profils V avec le modèle du rotateur oblique. Les profils V synthétiques sont superposés aux profils observés. A gauche de chaque profil est indiquée la phase. Ils sont placés dans le même ordre que sur la figure 13.16.

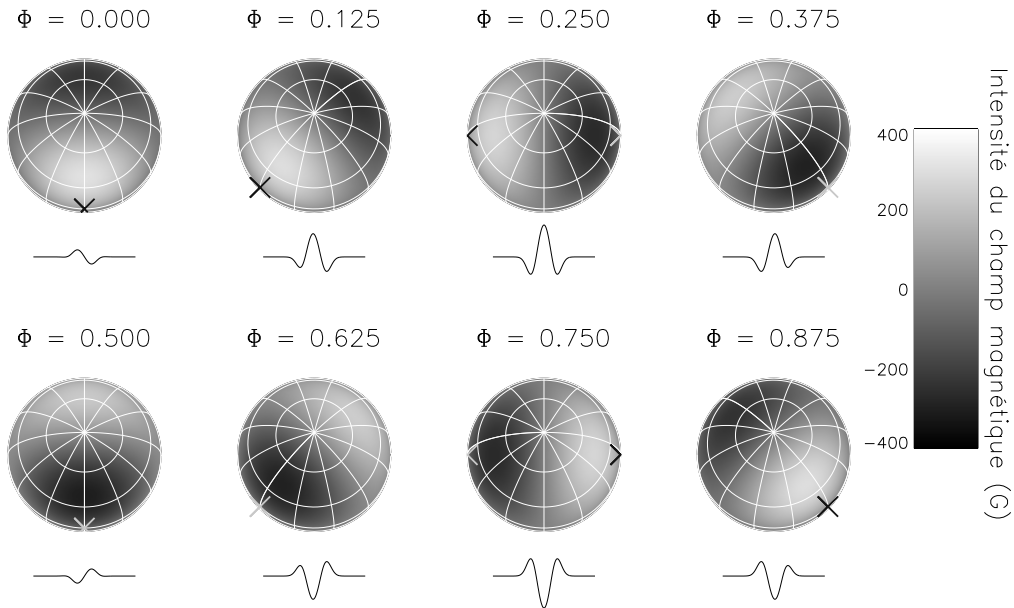


FIG. 13.20: Modèle du rotateur oblique pour $\beta = 90^\circ$, $i = 17^\circ$ et $B_P = -400\text{G}$. Chaque panel montre la surface de l'étoile telle qu'elle est vue par l'observateur. Les niveaux de gris indiquent l'intensité du champ longitudinal en chaque point de la surface de l'étoile. Les méridiens et les parallèles ont été placés par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. Les croix noires et gris clair représentent respectivement les pôles nord et sud magnétiques. Au-dessus de chaque étoile est indiquée la phase de rotation et en-dessous est représenté le profil moyen V synthétique.

CHAPITRE 14

Conclusion à la troisième partie

Dans cette troisième partie, grâce aux grandes performances du spectropolarimètre ESPaDOnS et grâce à la technique LSD, nous avons détecté des champs magnétiques compris entre 60 et 400 G dans quatre étoiles de Herbig Ae/Be : HD 200775, HD 72106, V380 Ori et HD 190073. En comptant la détection du champ magnétique dans HD 104237 (~ 50 G) de Donati et al. (1997), nous obtenons au total 5 étoiles de Herbig Ae/Be magnétiques parmi 52 étoiles observées avec le même instrument. Statistiquement, nous trouvons qu'environ 10 % des étoiles de Herbig Ae/Be sont magnétiques. De plus, nous avons prouvé que la structure du champ magnétique de HD 200775 est globalement dipolaire. Les signatures de HD 72106 et V380 Ori ainsi que leurs variations temporelles semblent être compatibles avec la présence d'un dipôle au centre de l'étoile. La signature de HD 190073 ne variant pas au cours du temps sur une échelle de l'ordre de l'année, nous ne pouvons modéliser la structure magnétique de cette étoile. Cependant la forme de la signature observée et le fait qu'elle soit stable sur une grande échelle de temps nous indique que le champ doit être globalement dipolaire.

J'apporte donc dans cette thèse deux arguments forts pour l'hypothèse du champ fossile : certaines étoiles PMS de masse intermédiaire sont magnétiques et de plus elles possèdent un champ magnétique globalement dipolaire, ressemblant aux champs magnétiques des étoiles Ap/Bp.

Parmi les quatre étoiles magnétiques détectées avec ESPaDOnS nous avons trouvé des anomalies d'abondances variables au cours du temps dans la plus vieille d'entre elles. L'âge de HD 72106 vaut 10 Man alors que les âges de HD 200775, HD 190073 et V380 Ori sont respectivement 0.9 Man, 1.2 Man et 1.7 Man en calculant l'âge à partir de la birthline. Si l'on n'observe pas d'anomalies d'abondance à la surface de ces trois étoiles c'est peut-être parce qu'elles sont trop jeunes et qu'elles n'ont pas encore eu le temps de se développer.

Enfin, d'après nos observations avec ESPaDOnS, il semblerait que nous ayons détecté un champ magnétique uniquement dans les rotateurs lents. En effet, les vitesses de rotation de HD 200775, HD 72106, V380 Ori et HD 190073 sont respectivement 28.5 km/s, 45 km/s, 10 km/s et < 8.5 km/s. Dans un premier temps on pourrait penser à un biais observationnel car il est plus facile de détecter une signature Zeeman dans des rotateurs lents. Cependant nous avons calculé la limite observationnelle de détection du champ magnétique longitudinal dans de nombreuses étoiles que nous avons observées et nous trouvons des valeurs similaires à celles du champ magnétique longitudinal observé dans les étoiles de Herbig Ae/Be magnétiques (par exemple 81 G dans HD 163296 qui a un $v \sin i$ de 120 km/s et 46 G dans HD 142666 qui a un $v \sin i$ de 97 km/s). Donc si un champ magnétique de même intensité que ceux détectés existait dans ces étoiles, nous aurions dû le détecter. Il semblerait donc que ce ne soit pas un biais observationnel et nous pouvons supposer qu'un champ magnétique n'existe que dans les rotateurs lents. De plus amples investigations sont nécessaires pour confirmer ce résultat.

Les travaux sur HD 190073 vont paraître dans un article intitulé *The magnetic field of the pre-main sequence Herbig Ae star HD 190073* (Catala et al, 2006) (Annexe E). Les articles sur les trois autres étoiles magnétiques sont en préparation.

Quatrième partie

VI. Conclusion Générale

Les travaux effectués pendant ma thèse ont apporté des éléments nouveaux pour la compréhension de la structure interne des étoiles PMS et ont permis de faire avancer les recherches sur l'origine du champ magnétique des étoiles de masse intermédiaire.

Tout d'abord, grâce à ma mesure de la métallicité du système PMS RS Cha, j'ai trouvé un modèle de structure et d'évolution stellaire reproduisant les cinq paramètres fondamentaux de chaque étoile du système. La physique actuelle des intérieurs stellaires n'est donc pas mise en défaut par ce résultat. Par contre on peut contraindre davantage cette physique en étudiant les oscillations des deux étoiles de RS Cha. Dans ce but il est nécessaire de réaliser des observations spectroscopiques multi-site sur une échelle de temps suffisamment longue pour déterminer précisément les modes et périodes des oscillations. La physique actuelle des intérieurs stellaires constitue cependant une bonne base pour introduire la rotation et le champ magnétique dans les modèles d'évolution et de structure interne des étoiles.

La deuxième partie de ma thèse consista en la recherche et la caractérisation du champ magnétique des étoiles de Herbig Ae/Be, prédit par l'hypothèse du champ fossile. J'ai montré qu'environ 10% des étoiles de Herbig Ae/Be sont magnétiques et que leur champ magnétique a une structure globalement dipolaire. Ces résultats sont des arguments importants en faveur de l'hypothèse du champ fossile mais ils sont encore préliminaires. Dans un premier temps nous allons continuer à observer les étoiles de Herbig Ae/Be. Etant donné que nous avons observé en premier les étoiles ayant le plus de potentiel à posséder un champ magnétique, nos observations futures entraîneront certainement une diminution de la proportion d'étoiles magnétiques. Dans un deuxième temps le modèle de rotateur oblique que j'ai construit est très simple. Bien qu'avec la précision de nos mesures actuelles un champ dipolaire suffit pour expliquer nos observations, l'accumulation de données d'étoiles magnétiques nécessitera sûrement une amélioration de ce modèle en ajoutant par exemple des composantes multipolaires.

Nous avons apporté des éléments de réponse aux problématiques posées au début de ce document. Il reste cependant de nombreuses questions sans réponse. Les intensités des champs magnétiques des étoiles de Herbig Ae/Be, que nous trouvons (entre 50G et 400G), semblent être plus faibles que celles des étoiles Ap/Bp (entre 300 et 30000G). Est-ce que le champ magnétique de ces étoiles devient plus intense avec l'âge et par quel phénomène? Cependant, la distribution des étoiles Ap/Bp en fonction de l'intensité du champ magnétique montre une diminution du nombre d'étoiles pour les champs magnétiques intenses. D'un point de vue statistique, il est tout à fait possible que des champs magnétiques intenses existent dans les étoiles de Herbig Ae/Be, mais comme notre échantillon d'étoiles observées en spectropolarimétrie est faible, nous ne les avons pas encore détectés. De nombreuses observations supplémentaires pourront le confirmer.

D'autre part, nous trouvons que les étoiles de Herbig Ae/Be magnétiques semblent être des rotateurs lents comme les étoiles Ap/Bp magnétiques. Pour expliquer la présence d'un champ magnétique uniquement dans les étoiles A et B à faible vitesse de rotation, la première hypothèse est de supposer un freinage magnétique dans les phases précoces de l'évolution et en particulier pendant la phase PMS. Or nous trouvons que les étoiles magnétiques PMS sont déjà ralenties, en particulier HD 190073 qui a un âge de 1.2 Ma et qui tourne avec une vitesse inférieure à 8.5 km/s. Le ralentissement de la rotation semble donc avoir lieu dans des phases encore plus précoces.

La deuxième hypothèse suppose que dans l'enveloppe externe des étoiles en rotation rapide, une forte turbulence dissipe rapidement le champ magnétique d'une façon

similaire à la convection.

Dans tous les cas, quels sont les phénomènes responsables du fort ralentissement de la rotation de certaines étoiles dans les phase précoces de l'évolution et quel est le rôle du champ magnétique dans ces processus ?

Pour répondre à ces questions nous prévoyons d'étudier la rotation et le champ magnétique des étoiles PMS et des jeunes étoiles MS en fonction de l'âge et de leur environnement. Ceci nous permettra de comprendre l'évolution du moment cinétique et du champ magnétique pendant et après la phase PMS et de déterminer le rôle du champ magnétique dans l'évolution du moment cinétique pendant cette phase. Nous pourrons aussi déterminer si la rotation joue un rôle dans l'évolution du champ magnétique.

L'observation d'amas jeunes de différents âges en spectropolarimétrie nous permettra d'étudier la relation entre la rotation et le champ magnétique à différents âges afin de trancher entre les deux hypothèses précédemment posées. Si les étoiles magnétiques les plus jeunes tournent plus vite que les étoiles magnétiques les plus vieilles, l'évolution du moment cinétique sera donc dominée par le freinage magnétique. Par contre, si seuls les rotateurs lents sont magnétiques quel que soit l'âge des étoiles, le moment cinétique initial est donc un paramètre essentiel pour le magnétisme de ces étoiles.

Enfin, la mise en commun de notre étude de l'évolution du champ magnétique et de la rotation des étoiles PMS de masse intermédiaire avec d'une part les modèles d'évolution et de structure stellaires incluant la rotation et le champ magnétique et d'autre part la détermination du profil de rotation interne des ces étoiles ainsi que de son évolution à l'aide d'études astéroséismologiques qui auront lieu dans un futur proche avec, par exemple, le lancement du satellite COROT prévu en octobre 2006, fera fortement avancer notre compréhension de l'évolution des étoiles de masse intermédiaire.

Remerciements

Une thèse est un travail de longue haleine. Je m'étais fixé ce but depuis de nombreuses années. Je suis passée par des hauts et des bas et si j'ai atteint mon objectif, c'est grâce à de précieuses personnes de mon entourage que je souhaiterais remercier dans ce manuscrit.

J'adresse avant tout mes profonds remerciements à mes directeurs de thèse, Claude Catala et Marie-Jo Goupil. J'ai eu beaucoup de chance de pouvoir bénéficier de votre expérience, de vos connaissances, de vos compétences et de votre patience pendant ces trois dernières années. J'ai rencontré des difficultés de différente nature tout au long de ma thèse et vous avez toujours été là pour répondre à mes questions, pour m'aider à avancer et pour me redonner courage lorsque j'en manquais. En milieu de thèse vous avez su me rattraper à temps alors que je perdais pied. Vous avez crû en moi jusqu'au bout et pour tout ceci, je vous en suis infiniment reconnaissante.

Je remercie également Yveline Lebreton, Claude Van't Veer, Francesco Palla, Réza Samadi, Marc-Antoine Dupret, Gregg Wade et Coralie Neiner, qui m'ont beaucoup aidé dans mon travail de recherche. Merci à Sylviane Chaintreuil, Souda Vassin et Aurélie Sévellec pour leur aide.

Merci à mes rapporteurs François Ménard et Huib Henrichs d'avoir bien voulu lire mon manuscrit. Vos judicieuses remarques m'ont permis de nettement l'améliorer. Merci également à Marcello Fulchignoni pour avoir accepté de présider mon jury de thèse et à Arlette Noels d'y avoir participé et de s'être déplacé jusqu'à Paris.

Un grand grand merci à maman, papa et à mes soeurs Daphné et Fanny. Vous m'avez soutenue sans relâche pendant ces (10) dernières années, tout au long de mes études. A chaque moment critique de mon cursus vous avez su être patients et à l'écoute. Un merci tout particulier à maman à qui je dois ma passion pour l'astronomie.

Pendant mes études j'ai eu la chance de découvrir petit à petit le monde de la recherche et ainsi de fortifier m'a volonté d'en être acteur. Merci à Georges Alecian qui fut le premier à me faire découvrir l'Observatoire de Meudon. Je vous remercie toi et Grazyna pour tous les conseils que vous m'avez prodigués. Merci à Pierre Billoir, Sharon Morsink et Philippe Stee de m'avoir permis de travailler quelques mois en laboratoire de recherche à vos côtés, pendant mon cursus universitaire.

J'aimerais également remercier certains enseignants que j'ai croisés et qui ont forgé mon amour pour la physique : Pierre Doussineau, Arnaud Derode, Luc Valentin, Jim Bartlett, Philippe Schwemling, Jean-Pierre Gazeau, Noëlle Pottier, Daniel Rouan, Didier Pelat, Christophe Sauty, Eric Gourgoulhon, Hélène Sol, Luc Blanchet, Nicolas Prantzios, Evelyne Roueff, Jean-Pierre Chièze. En particulier merci à Alain Laverne pour son enseignement remarquable et pour sa bonne humeur, qui m'ont donné envie de faire de même dans quelques années. Je te remercie également pour tous les précieux conseils que tu m'as donnés.

Merci à Daniel Rouan et à Patrick Boissé qui ont crû en moi pendant mon année

de DEA et grâce à qui j'ai pu réaliser cette thèse.

Jacqueline, merci beaucoup pour ton soutien pendant ces quatre dernières années. Nos longues discussions et tes encouragements m'ont été très précieux.

Et enfin, pour leur amitié et pour avoir été là, merci à : Tiphaine, Cécile, Andry, Marion, Coralie, Etienne, Patrick, Matthieu, Danièle, Michael, Bob, Cyril, Séverin, Cyrille, Olga, Yannis, Baptiste, Sandrine, Julio, Fabio, Vincent.

Annexes

"Si vous voulez vraiment rêver, réveillez-vous..."
Daniel Pennac, *Au Bonheur des Ogres*

ANNEXE A

Abondances Solaires

Le tableau ci-dessous rassemble les abondances solaires des principaux éléments constituant une étoile (Grevesse & Noels 1993). On appelle n le logarithme des abondances en nombre d'un élément de numéro atomique Z , dans une échelle où l'abondance d'hydrogène en nombre est $N_{\text{H}} = 10^{12}$, c'est à dire :

$$n = \log \frac{N}{N_{\text{H}}} + 12 \quad (\text{A.1})$$

où N est le nombre d'atomes de l'élément.

TAB. A.1: Abondances solaires des principaux éléments

Z	Atome	n (dex)	Z	Atome	n (dex)
1	H	12.00	15	P	5.450
2	He	10.99	16	S	7.210
3	Li	1.160	17	Cl	5.500
4	Be	1.150	18	Ar	6.520
5	B	2.600	19	K	5.120
6	C	8.550	20	Ca	6.360
7	N	7.970	21	Sc	3.170
8	O	8.870	22	Ti	5.020
9	F	4.560	23	V	4.000
10	Ne	8.080	24	Cr	5.670
11	Na	6.330	25	Mn	5.390
12	Mg	7.580	26	Fe	7.500
13	Al	6.470	27	Co	4.920
14	Si	7.550	28	Ni	6.250

ANNEXE B

Raies Nébulaires de HD 200775

Le spectre de HD 200775 comporte de nombreuses raies fines en émission qui sont des raies nébulaires. J'ai utilisé les raies d'émission du spectre de η Carinae tabulées dans la littérature pour identifier la majorité des raies nébulaires de HD 200775. Le tableau ci-dessous les rassemble toutes. La première colonne donne la longueur d'onde de la raie observée dans le spectre de HD 200775, la deuxième colonne indique l'ion émetteur, la troisième colonne donne le numéro du multiplet tabulée dans Moore (1972), la quatrième colonne donne la longueur d'onde de la raie mesurée en laboratoire et la dernière colonne donne la référence dans laquelle j'ai identifié ces raies : I : Thackeray (1953), II : Thackeray (1962), III : Thackeray (1967), IV : Hamann et al. (1994).

TAB. B.1: Raies nébulaires identifiées dans le spectre de HD 200775

λ (Å)	Ion	Identification	λ_0 (Å)	Réf.
4114.34	Fe II	23F	4114.48	III
4177.07	Fe II	21F	4177.21	III
4210.99	Fe II	23F	4211.10	III
4243.83	Fe II	21F	4243.98	III
4244.68	Fe II	21F	4244.81	III
4276.69	Fe II	21F	4276.83	I
4287.25	Fe II	7F	4287.40	I
4305.75	Fe II	21F	4305.90	I
4319.47	Fe II	21F	4319.62	I
4326.13	Ni II	3F	4326.28	I
4346.72	Fe II	21F	4246.85	I
4352.64	Fe II	21F	4352.78	I
4358.23	Fe II	21F	4358.37	I
4359.18	Fe II	7F	4359.34	I
4372.28	Fe II	21F	4372.43	I
4382.57	Fe II	6F	4382.75	I
4413.62	Fe II	7F	4413.78	I
4416.11	Fe II	6F	4416.27	I
4451.95	Fe II	7F	4452.95	I

Tab. B.1 (suite)

λ (Å)	Ion	RMT	λ_0 (Å)	Réf.
4457.80	Fe II	6F	4457.95	I
4474.75	Fe II	7F	4474.91	I
4488.60	Fe II	6F	4488.75	I
4492.49	Fe II	6F	4492.64	I
4414.74	Fe II	6F	4414.90	I
4528.23	Fe II	6F	4528.39	I
4639.51	Fe II	4F	4639.68	I
4664.29	Fe II	4F	4664.45	I
4727.91	Fe II	4F	4728.07	I
4773.56	Fe II	4F	4774.74	I
4814.38	Fe II	20F	4814.49	I
4874.33	Fe II	20F	4874.49	I
4889.46	Fe II	4F	4889.63	I
4905.19	Fe II	20F	4905.35	I
4947.23	Fe II	20F	4947.38	I
4950.58	Fe II	20F	4950.74	I
4973.22	Fe II	20F	4973.39	I
5005.37	Fe II	20F	5005.52	I
5020.08	Fe II	20F	5020.24	I
5040.81				
5043.81	Fe II	20F	5043.53	I
5107.75	Fe II	18F	5107.95	III
5111.46	Fe II	19F	5111.63	III
5157.83	Fe II	18F	5158.00	III
5158.61	Fe II	19F	5158.81	III
5163.79	Fe II	35F	5163.94	III
5168.73				
5168.85	Fe II	42	5169.03	III
5181.78	Fe II	18F	5181.97	III
5199.00				
5219.89	Fe II	19F	5220.06	III
5261.46	Fe II	19F	5261.61	III
5268.70	Fe II	18F	5268.88	III
5273.18	Fe II	18F	5273.38	III
5282.94				
5296.67	Fe II	19F	5296.84	III
5333.48	Fe II	19F	5333.65	III
5347.50	FE II	18F	5347.67	III
5376.28	Fe II	19F	5376.47	III
5412.49	Fe II	17F	5412.64	III
5414.80				
5432.99	Fe II	18F	5433.15	III
5477.05	Fe II	34F	5477.25	III
5527.17	Fe II	17F	5527.33	III

Tab. B.1 (suite)

λ (Å)	Ion	RMT	λ_0 (Å)	Réf.
5556.18	Fe II	18F	5556.31	III
5580.65	Fe II	39F	5580.82	III
5673.01	Fe II	F	5673.22	III
5746.78	Fe II	34F	5746.96	III
5835.25	Fe II	F	5835.44	III
6364.94				
6371.07	Si II	2	6371.36	III
6666.60	Ni II	2F	6668.8	III
6729.64	Fe II	31F	6729.85	II
6808.99	Fe II	31F	6809.21	II
6813.41	Ni II	8F	6813.73	II
7154.93	Fe II	14F	7155.16	IV
7171.74	Fe II	14F	7172.00	IV
7377.63	Ni II	2F	7377.90	IV
7387.91	Fe II	14F	7388.18	IV
7411.41	Ni II	2F	7411.60	IV
7452.30	Fe II	14F	7452.54	IV
7999.80	Cr II	1F	7999.85	IV
8125.05	Cr II	1F	8125.22	IV
8216.04	N I	2	8216.28	IV
8308.22	Cr II	1F	8308.39	IV
8616.65	Fe II	13F	8616.96	IV
8891.62	Fe II	13F	8891.88	IV
8229.43	Cr II	1F	8229.81	II
8287.53				
8694.94	S I	6	8694.70	II
8715.46	Fe II	42F	8715.84	II
8768.89				
8819.24				
8179.18				
9122.64	Fe II		9122.91	IV
9186.94	Fe II		9187.15	IV
9203.80	Fe II		9204.05	IV
9217.98				
9243.94				

ANNEXE C

Article : Alecian et al. (2005)

Pulsations and metallicity of the pre-main sequence eclipsing spectroscopic binary RS Cha[★]

E. Alecian¹, C. Catala¹, C. Van't Veer-Menneret², M.-J. Goupil¹, and L. Balona³

¹ Observatoire de Paris, LESIA, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon Principal Cedex, France
 e-mail: evelyne.alecian@obspm.fr

² Observatoire de Paris, GEPI, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon Principal Cedex, France

³ South African Astronomical Observatory, PO Box 9, Observatory 7935, Cape, South Africa

Received 26 August 2004 / Accepted 20 May 2005

ABSTRACT

We present new spectroscopic observations of the pre-main sequence eclipsing spectroscopic binary RS Cha. A sample of 174 spectra were obtained with the GIRAFFE spectrograph at the SAAO at 32 000 resolution. The radial velocity curves derived from these spectra were combined with previous observations spanning a period of about 30 years to correct the ephemeris of the system, and the result indicates that the orbital period is not constant.

Residuals of the binary radial velocity curve for both components with amplitudes up to a few km s⁻¹ and periods on the order of 1 h are clearly seen in our data, which we interpret as the signatures of delta-Scuti type pulsations.

We revisited the masses of both components and determined the surface metallicity Z of both components of the RS Cha system by fitting synthetic spectra to observed spectra in a set of selected spectral regions. The synthetic spectra are calculated with the SYNTH code using stellar atmosphere models computed with the Kurucz ATLAS 9 code, along with a list of lines obtained from the VALD database. A selection of the best spectra and the most relevant spectral regions allowed us to determine $Z = 0.028 \pm 0.005$. We also derived new values of $v \sin i$: 64 ± 6 km s⁻¹ and 70 ± 6 km s⁻¹ for the primary and the secondary star, respectively. Finally, we observationally confirm that the RS Cha system is a synchronized and circularized system.

Key words. stars: abundances – stars: binaries: eclipsing – stars: binaries: spectroscopic – stars: pre-main-sequence – stars: rotation – instrumentation: spectrographs

1. Introduction

Precise and reliable knowledge of masses, radii, temperatures, and metallicities of stars is fundamental for testing stellar evolutionary models, especially the pre-main sequence (PMS) phase. In the particular case of a double-lined eclipsing binary, masses and radii of the two components are known with a good accuracy. Hence valuable constraints for validating the physical input in evolutionary codes for the PMS phase will be available if one can determine effective temperatures and metallicities of both components of at least one PMS eclipsing binary system.

The bright A-type star RS Chamaeleontis has often been studied since its discovery as an eclipsing binary by Strohmeier (1964). Early spectroscopic and photometric studies of this star led to the determination of the orbit (Wild & Lagerweij 1967; Chambliss 1967; Jones 1969). The photometric light curves of Wild & Lagerweij (1967) and Chambliss (1967) were in good agreement and, in particular, both papers quote a luminosity ratio of about 2. However, Jorgensen (1975) re-examined the light curves and found equally bright components for this

system. Andersen (1975, hereafter A75) confirmed this new result with spectroscopic observations, then determined all physical parameters of both components and recalculated the orbital parameters. The age of RS Cha, member of the eta Cha cluster, has recently been estimated to 8 Myr by Mamajek et al. (2000) and to 6^{+2}_{-1} Myr by Luhman & Steeghs (2004).

Observations of *uvby* light curves were analysed by Clausen & Nordström (1978), who found photometric elements by comparing the eclipsing binary model developed by Wood (1971) with the observed photometric light curves Clausen & Nordström (1980; hereafter CN80). The mass and radius (M, R) of the two components were calculated with good accuracy and first values of effective temperatures T_{eff} were determined using $(b - y)_1$ values and the calibrations of *uvby* photometry by Breger (1974) and Relyea & Kurucz (1978). Finally a more recent study (Ribas et al. 2000) of RS Cha based on the *uvby* photometry led to a more accurate ($\sim 1\%$) determination of T_{eff} .

As a result of all these efforts M, R, T_{eff} are well-determined for both components of RS Cha, but the metallicity of RS Cha was determined under the hypothesis that it is a post-MS star and using theoretical stellar evolution models.

[★] Based on observations collected at the South African Astronomical Observatory.

Jones (1969) indeed suggested that the stars are post-main sequence. A75, comparing the locus of RS Cha in the colour-radius diagram and the theoretical stellar evolution models of Hejlesen (unpublished), found helium abundance of approximately $Y = 0.25$ and placed the components about 1.5 mag above the ZAMS at the end of the main sequence phase. CN80 found the same results with the same method and gave an $(Y, Z) = (0.28, 0.02)$ chemical composition. Ribas et al. (2000) attempted to determine the chemical composition of RS Cha by comparing stellar evolutionary models and photometric data without reaching a satisfactory agreement.

All these results assumed that RS Cha is a post-MS star. However, Mamajek et al. (1999) recently reported X-ray emissions from RS Cha, which indicate a PMS status rather than a post-MS status as suggested before. Since then, no new determination of the metallicity of RS Cha has been performed.

A75 also reports small amplitude radial velocity variations on top of the binary radial velocity curve for both components of RS Cha, suggesting the possible presence of stellar pulsations. Later on, photometric observations by McNally & Austin (1977) revealed short-term variations, possibly related to pulsations in at least one of the two components. These clues of stellar pulsation in RS Cha must be put in perspective with the recent prediction by Marconi & Palla (1998) that PMS stars of intermediate mass, such as RS Cha, cross the δ Scuti instability strip for a significant fraction of their PMS phase, soon confirmed by the discovery of δ Scuti type pulsations in a dozen of them (see Catala 2003, for a review). The location of RS Cha in the HR diagram places this system right at the boundary of the instability strip predicted by Marconi & Palla (1998) for the first three radial overtones, with one of the two components inside the strip and the other outside. In this framework, the search for pulsations in both components of this system is of great interest.

This paper presents a clear confirmation of the presence of δ Scuti-type pulsations in both components of RS Cha, as well as corrections of the binary system ephemeris and determination of the metallicity of both components based on a new set of spectroscopic observations. The spectroscopic observations and their reduction are presented in Sect. 2. Section 3 contains an analysis of the ephemeris of the binary system and shows evidence for pulsations in this binary system. Section 4 explains the fundamental parameters of the system used in our analysis. The method for deriving metallicity and the results are presented in Sect. 5. Finally the results are discussed in Sect. 6.

2. Observations and reductions

High resolution spectra of RS Cha were obtained at the South African Astronomical Observatory, using the GIRAFFE fibre-fed echelle spectrograph attached to the 1.9 m Radcliffe telescope. This instrument is a copy of the MUSICOS spectrograph currently in use on the Bernard Lyot telescope at Pic du Midi Observatory, France (Baudrand & Böhm 1992). The spectral resolution is about 32 000, corresponding to a width of 2 pixels of the 1024×1024 TEK CCD. A Th-Ar arc lamp was used for wavelength calibration. Arc spectra were taken at regular intervals to calibrate possible drifts. Flat-fielding was

performed by taking the spectrum of a tungsten lamp and also by illuminating the CCD with uniform light through a diffusing screen. The blaze correction was determined by measuring the response across each order when the fibre was illuminated by a tungsten lamp. The wavelength range was 4400–6680 Å spread over 45 orders. Exposure times were around 10 min, which yielded typical S/N ratios between 40 and 75 per pixel, depending on the meteorological conditions and the airmass of the observations. A total of 174 spectra of RS Cha were recorded, 39 between Dec. 18 and 22, 2002, and 135 between Jan. 14 and 28, 2003 (cf. Table 1).

All spectroscopic data were reduced by one of us (LB), using the SPEC2 package described e.g. in Balona et al. (1996). In addition, special attention was paid to continuum normalization, since it has a serious impact on the measurement of equivalent widths and determination of line profiles and, hence, on the metallicity measurement. Because of the orbital motion of the binary system, the spectral lines have an excursion in the spectrum large enough that each wavelength bin in the spectrum is exposed only to continuum at least once during the monitoring. After proper smoothing in both time and wavelength spaces, we explored the full series of spectra and computed, for each wavelength bin, the 85th percentile of the whole time series. This resulted in a first estimate of the continuum for each order of the spectrograph. A few remnants of the spectral lines still show up after this treatment, and we therefore automatically identified local maxima in this first estimate of the continuum by computing the 98th percentile in the wavelength direction over 8 spectral bins per order, each one covering 1/8 of the order. This procedure yielded a clean continuum for each order without any “eye” fitting. After this first continuum normalization, the spectra were subsequently re-normalized to the continuum by comparing each wavelength domain to corresponding synthetic spectra, as described in Sect. 5.5.

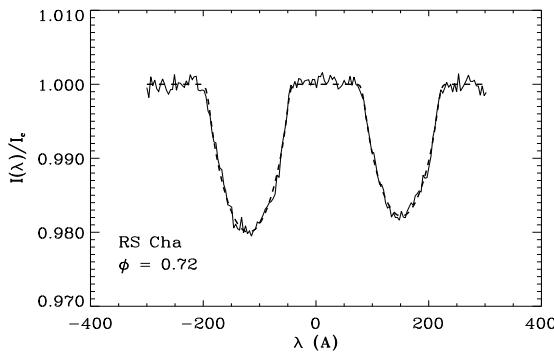
We then computed average photospheric profiles by applying the Least Square Determination (LSD) technique (Donati et al. 1997). This technique assumes that most spectral lines are broadened in the same way, and builds the average line profile by deconvolving the observed spectrum from a line mask including all lines computed in a synthetic spectrum of the star. We used a mask computed with a synthetic spectrum having $T_{\text{eff}} = 7500$ K and $\log g = 4$, adequate for both components of the system. About 3000 spectral lines were used in the deconvolution. Typical S/N ratios of 500–600 per velocity bin of 3.5 km s^{-1} were obtained in the LSD average photospheric profiles.

3. Radial velocity curves and stellar pulsations

We measured the radial velocity curves of both components of the RS Cha system by fitting the LSD average line profiles with the sum of two functions modelling the line profiles of both components. Each one of these two functions is the convolution product of a Gaussian whose width is appropriate to the spectral resolution and a rotation function (Gray 1992). The free parameters of this fitting procedure are the centroids, depths, and $v \sin i$ values of both line components. An example of such a fit is shown in Fig. 1. This automatic fitting procedure is

Table 1. List of observation periods. HJD = Heliocentric Julian Day.

Period	Date	HJD-2 452 600.00	Phase	Spectra number
a	18/12/02	[26.5717, 26.6036]	[0.188, 0.207]	[0, 4]
b	19/12/02	[27.5406, 27.6039]	[0.769, 0.806]	[5, 13]
c	20/12/02	[28.5500, 28.5969]	[0.373, 0.401]	[14, 20]
d	21/12/02	[29.5288, 29.6105]	[0.959, 0.008]	[21, 31]
e	22/12/02	[30.5525, 30.6034]	[0.572, 0.603]	[32, 38]
f	14/01/03	[54.4324, 54.4716]	[0.873, 0.896]	[39, 44]
g	15/01/03	55.4959	0.509	45
	16/01/03	[55.5035, 55.6143]	[0.514, 0.580]	[46, 60]
h	17/01/03	[56.5047, 56.6231]	[0.114, 0.184]	[61, 76]
i	18/01/03	[57.5137, 57.6245]	[0.718, 0.784]	[77, 91]
j	19/01/03	[58.5118, 58.6151]	[0.316, 0.377]	[92, 105]
k	21/01/03	[60.5097, 60.6230]	[0.512, 0.580]	[106, 120]
l	22/01/03	[61.5680, 61.6388]	[0.146, 0.188]	[121, 130]
m	25/01/06	[64.5129, 64.6237]	[0.909, 0.976]	[131, 145]
n	26/01/03	[65.5264, 65.6213]	[0.516, 0.573]	[146, 158]
o	27/01/03	66.5357	0.121	159
p	28/01/03	[67.5159, 67.6192]	[0.708, 0.769]	[160, 173]

**Fig. 1.** Fit (dashed line) of the LSD profile (solid line) of one spectrum.

robust and enables us to measure the radial velocity and projected rotation velocity of both components. The typical error on radial velocities is only on the order of 0.3 km s^{-1} , thanks to the high S/N ratio of the LSD average photospheric profiles, while the error on $v \sin i$ is 6 km s^{-1} .

We fitted the resulting radial velocity curves of both components of RS Cha phased with the ephemeris of CN80. We found a phase difference between our observations and the ephemeris of CN80 equal to 0.0449, indicating that the ephemeris ought to be corrected. We used photometric and spectroscopic observations of RS Cha available in the literature (Schoeffel & Kohler 1965; Chambliss 1967; Jones 1969; Andersen 1975; Clausen & Nordström 1980; Mallama 1981) and data from Hipparcos and Tycho catalogues, combined with our own observations, to calculate the observed minus computed (O–C) timings of first and second conjunctions. A compilation of these timings is given in Table 2, as well as

the (O–C) resulting from the ephemeris of CN80, chosen as a reference:

$$\text{Min I} : \text{HJD } 2\,442\,850.7688 + n \times 1.669870. \quad (1)$$

These results are also presented in Fig. 2.

If we disregard the times of first conjunctions by Schoeffel & Kohler (1965), which have a large dispersion, the (O–C) seem more or less constant until the mid 70's, then show a significant continuous increase up to now. The error bars for all measurements presented in Fig. 2 are sufficiently small to prove that the (O–C) will always vary with time in a non monotonic way, whatever the reference ephemeris chosen for the analysis. These variations seem too large to be due to the presence of a third body in the RS Cha system, but may be the signature of changes in the orbital period. Between 1975 and 2002, the observed changes in (O–C) would translate into a period variation rate $\dot{P}/P = 7.7 \times 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$. Further observations would be required to confirm and better characterize this orbital period variation and to understand its origin.

The radial velocity curve obtained from our data with a 0.0449 phase correction in order to match the CN80 ephemeris is shown in Fig. 3. Residuals to the binary radial velocity curve fit can be used to search for signatures of pulsations. These residuals are displayed in Fig. 4 and indeed present unambiguously regular variations, with variable amplitudes ranging from 1 to 3 km s^{-1} and periods on the order of 1 h for both components of the RS Cha system. Because our observations span less than 3 h per night, it proved impossible to derive reliable values for period(s) in these data. However, a possible frequency of 22.079 cycles/day is apparent for the most prominent variation of the primary component during nights 7, 8, 9 with an amplitude of 0.89 km s^{-1} . Although this frequency determination is not very reliable, it is very likely that the observed

Table 2. Times of primary (P) and secondary (S) minima and O–C.

HJD-2 400 000	Error	O–C	Error	Type	Reference
38 380.537		0.010		P	
38 385.542		0.006		P	
38 406.412		0.002		S	
38 442.353		0.041		P	Schoeffel & Kohler (1965)
38 472.333		–0.037		P	
38 493.232		–0.011		S	
38 503.263		0.001		S	
38 904.8655		–0.0005		P	
38 930.7456		–0.0034		S	Chambliss (1967)
39 136.1417		–0.0013		S	
39 197.0925		–0.0007		P	
39 207.9466		–0.0008		S	
39 222.1371	0.0009	–0.0042	0.0034	P	Jones (1969)
39 232.9866		0.0088		S	Chambliss (1967)
39 233.8314		0.0010		P	
39 263.0508		–0.0023		S	
39 283.9262		0.0003		P	
39 284.7658		0.0044		S	
41 720.2743	0.0009	0.0075	0.0019	P	Andersen (1975)
42 846.5951	0.0007	0.0010	0.0010	S	Clausen & Nordström (1980)
42 850.7692	0.0001	0.0004	0.0004	P	
42 851.6041	0.0001	0.0004	0.0004	S	
42 855.7792	0.0001	0.0008	0.0004	P	
42 861.6230	0.0003	0.0000	0.0006	S	
42 870.8060	0.0001	–0.0012	0.0004	P	Mallama (1981)
42 876.6507	0.0006	–0.0011	0.0009	S	
44 428.8047	0.0004	0.0088	0.0016	P	Hipparcos
47 867.0975	0.0009	0.0392	0.0042	P	
47 867.1042	0.0009	0.0459	0.0042	S	
52 626.2627	0.0006	0.0749	0.0068	P	this paper

variations are due to δ Scuti type pulsations. These results confirm the conclusions of McNally & Austin (1977) who found short-term photometric variations with 0.02 mag amplitudes.

The presence of δ Scuti pulsations in this well-constrained eclipsing binary system is extremely promising for future perspectives in asteroseismology. Further monitoring in high resolution spectroscopy with a much better coverage than we have here is highly needed in the near future. We finally searched for signatures of high degree modes, as line profile distortions. We did not see any profile distortion, down to a level of a few 10^{-3} .

4. Fundamental parameters of RS Cha

The double-lined eclipsing binary RS Cha was the subject of several studies in the past, so that various values for the masses, radii, and effective temperatures of both components are available in the literature. Radii of both components were determined in the 70's with good accuracy. CN80 used Strömgren

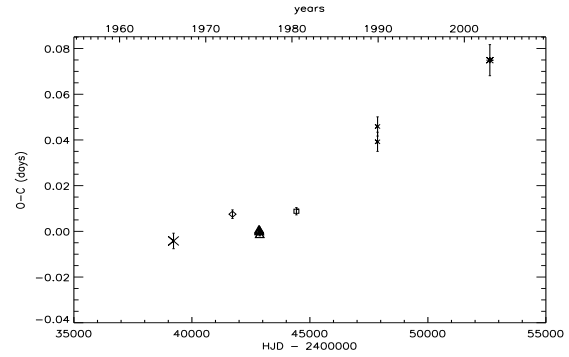


Fig. 2. (O–C) timings of the first conjunction over 30 years. Large cross: Jones (1969), diamond: Andersen (1975); triangles: Clausen & Nordström (1980); open square: Mallama (1981); small crosses: Hipparcos; asterisks: this paper. Data of Schoeffel & Kohler (1965) and Chambliss (1967) are not accurate enough to plot them.

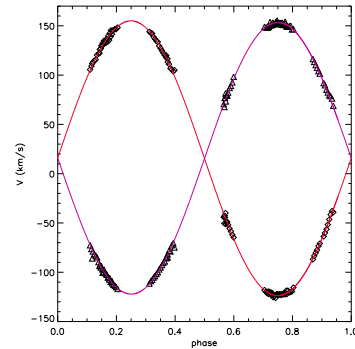


Fig. 3. Radial velocity curves of both components of RS Cha. Triangles: primary star; diamonds: secondary star.

four-colour *uvby* observations and the light curve simulation programme WINK described by Wood (1971) to determine these radii. They also determined the inclination of the orbit to high accuracy and confirmed the orbit is circular.

Unlike masses and radii, effective temperatures and luminosities of eclipsing binaries cannot be determined easily. Most authors (Wild & Lagerweij 1967; Chambliss 1967; Jorgensen 1975) used broad band photometry to evaluate T_{eff} for both primary and secondary components, but more reliable results can be obtained from intermediate-band, such as Strömgren photometry. CN80 used Strömgren *uvby* indices to calculate T_{eff} for RS Cha with the calibration grids of Relyea & Kurucz (1978) based on Kurucz (1979) stellar atmosphere models. More recently, Ribas et al. (2000) used Strömgren *uvby* photometry of RS Cha and new improved photometric grids from Napiwotzki et al. (1993), based on Kurucz ATLAS 9 models, to determine effective temperatures of both components with an accuracy of 1%. In this paper we adopt the effective temperatures of Ribas et al. (2000).

We redetermined the radial velocity amplitudes K_P and K_S , using our data. The residual of our fit to the radial velocity curves has an rms of 1.9 km s^{-1} , which is dominated by the presence of the pulsations described in Sect. 3. The accuracy of the determination of K_P and K_S is therefore limited by these

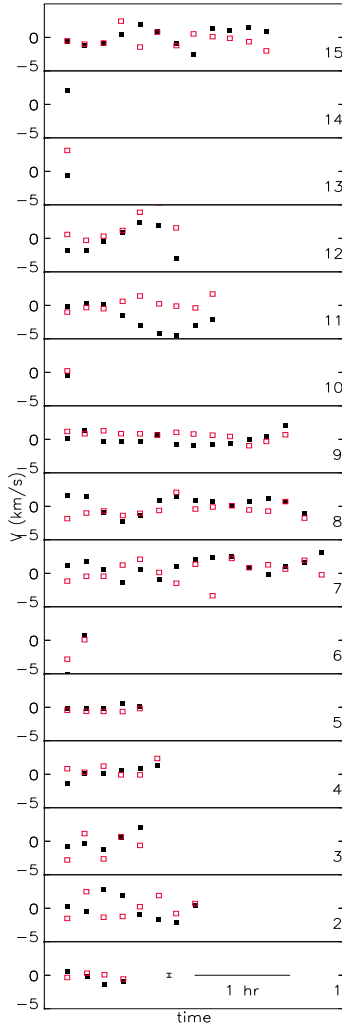


Fig. 4. Residuals of the binary radial velocity curves fitted to our data. Each night is presented separately, as labelled on the lower right of each panel. The typical error bar of 0.3 km s^{-1} is shown in the middle of the lower panel. Filled (resp. open) symbols belong to the primary (resp. secondary) component.

pulsations. However, because we have obtained a much larger number of data points than A75, our new value of K_P and K_S is less sensitive to the pulsations than that of A75 and is, therefore, likely to be more accurate. As a matter of fact, our results are significantly different from those of A75. We, therefore, re-determined the masses of both components of RS Cha, using our values for K_P and K_S , and the orbital period and inclination from CN80, as well as the projected semi-major axis $a \sin i$, and consequently the radii of both components. Our results are presented in Table 3.

All adopted fundamental parameters of RS Cha are given in Table 3. In the following, the subscript “P” refers to the component eclipsed at primary minimum and the subscript “S” to the secondary component.

Table 3. Fundamental parameters of RS Cha. CN80: Clausen & Nordström (1980); ROO: Ribas et al. (2000); γ : systemic radial velocity.

	P	S	References
$K (\text{km s}^{-1})$	137.8 ± 0.2	139.4 ± 0.2	this paper
M/M_\odot	1.89 ± 0.01	1.87 ± 0.01	this paper
R/R_\odot	2.15 ± 0.06	2.36 ± 0.06	this paper
$\log(T_{\text{eff}})(\text{K})$	3.883 ± 0.010	3.859 ± 0.010	ROO
$\log(g)$ (cm s^{-2})	4.05 ± 0.06	3.96 ± 0.06	$g = MG/R^2$
$\log L(L_\odot)$	1.15 ± 0.09	1.13 ± 0.09	$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$
$a \sin i(R_\odot)$		9.14 ± 0.01	this paper
$i (^\circ)$		83.4 ± 0.3	CN80
$\gamma (\text{km s}^{-1})$		15.7 ± 0.2	this paper

5. Metallicity determination

5.1. Selection of spectra

As a first step in this analysis, we selected from our series the spectra offering *well separated lines* for the two components of the binary system. With the geometric parameters of RS Cha given in Table 3, and using the ephemeris given as Eq. (1), we identified spectra observed during eclipses, and discarded them from our analysis. Finally, spectra with a low S/N ratio were also discarded.

5.2. Selection of lines and spectral regions

We selected a set of spectral lines for this analysis, using the following criteria:

- Avoid intricate blends: due to the large projected rotation velocity, most lines are blended in the spectrum of both components; our selection of lines minimizes these blends.
- Avoid low S/N ratios: we selected only lines strong enough and in sufficiently well exposed spectral regions to stay clearly out of the noise; for some of the lines, only a fraction of the spectra can be used, the others being too noisy.
- Choose spectral lines offering a variety of excitation potentials and ionization stages, in order to verify the relevance of the atmospheric models.

This severe selection resulted in a set of 6 spectral lines which are listed in Table 4. The average number of spectra finally selected for the analysis is only 25 out of the whole series of 174 spectra. The list of spectra used for each line is presented in Fig. 9. Some of the selected lines appear independently on adjacent orders of the spectra, so we used the line profiles on both orders independently.

5.3. Equivalent width measurements

We measured the true equivalent widths (Gray 1992) of selected lines in selected spectra, separating the contribution of both components of the binary system in the following way.

Table 4. Equivalent widths W_P , W_S of selected lines.

λ (Å)	Ion	Order	W_{IP} (mÅ)	W_{IS} (mÅ)
4957.6	FeI	115	356 ± 32	421 ± 26
		114	365 ± 34	415 ± 16
5316.6	FeII	106	302 ± 27	322 ± 31
		127	597 ± 14	487 ± 27
4481.1	MgII	126	526 ± 79	536 ± 21
		108	322 ± 30	331 ± 27
5227.2	FeI	128	533 ± 95	510 ± 114
		127	462 ± 107	562 ± 74
4454.8	CaI	108	247 ± 34	287 ± 23
		107	252 ± 42	304 ± 17

We first fitted the sum of two convolution products of a Gaussian and a rotation profile to the observed profiles, in a similar way as the treatment of the LSD average profiles described in Sect. 3. We then integrated the profiles of the two fitted functions independently to determine the apparent equivalent widths of the line, at the wavelength λ , for each component (W'_{IP} and W'_{IS}), and for the whole binary (W_λ). Finally, the true equivalent widths of the two binary components can be computed as

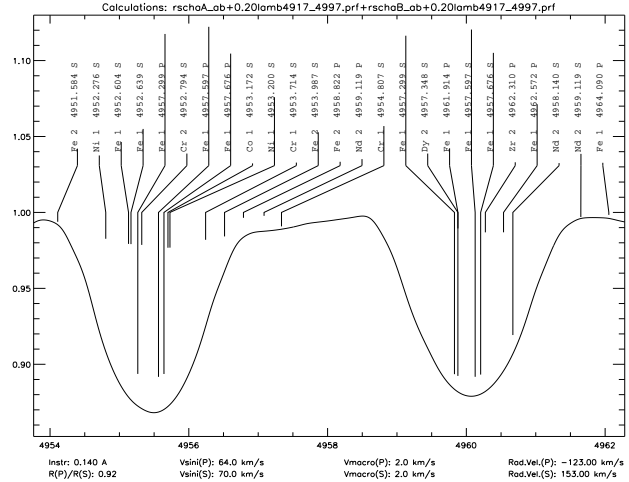
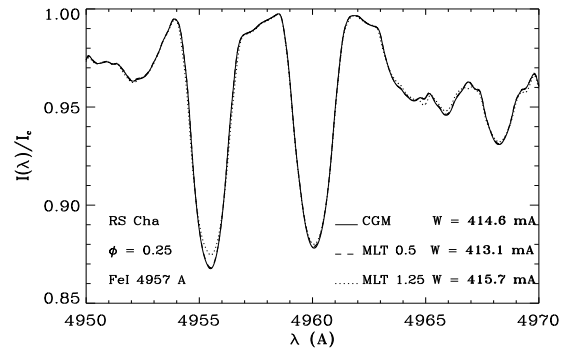
$$W_{IP} = W'_{IP} + \beta_\lambda (W_\lambda - W'_{IS}) \quad (2)$$

$$W_{IS} = W'_{IS} + \frac{W_\lambda - W'_{IP}}{\beta_\lambda} \quad (3)$$

where $\beta_\lambda = L_{IS}/L_{IP}$ is the luminosity ratio of the two components, at the specific wavelength of interest, and $L_\lambda = 4\pi R^2 \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$.

This procedure allows us to measure the equivalent widths of both components outside eclipses, even at phases where the lines of both components are blended due to their large rotational velocities. Table 4 gives the resulting equivalent widths for the selected lines.

Although the spectral regions were carefully selected to minimize line blends, the high rotational velocities of both components does not permit an abundance analysis using the curve of growth technique. Indeed this method is based on measuring the equivalent width of numerous lines of one element and adjusting the observed to synthetic $\log(\frac{W}{\lambda})$ vs. $\log(X)$ curves (where $X = \log(gf\lambda) - \theta_\chi$, g and f are the statistic weight and the oscillator strength of the line transition, $\theta = \frac{5040}{T}$, and χ is the excitation potential of the lower level of the transition) (Gray 1992) by varying the element abundance A . In the case of RS Cha, a single line is almost always a blend of many components (Fig. 5). Moreover the composition of the blend does not remain constant, but varies with the orbital phase. Thus, with our observations we cannot regroup a set of lines of only one element. We therefore adopted a more direct fitting method, based on a comparison of observed spectra with synthetic ones, which is described below.

**Fig. 5.** Synthetic FeI 4957 Å line computed with BINMAG1 (see text). The identification and the wavelength of each line are marked. P and S refer to the Primary or the Secondary star. The length of the bold stroke under the identification represents the relative intensity and the other stroke points to the center of the line.**Fig. 6.** Comparison of profile and equivalent width for three different convection treatments: CGM theory (solid line), $\alpha = 0.5$ MLT (dashed line), $\alpha = 1.25$ MLT (dotted line). The solid line and the dashed line are superimposed.

5.4. Calculation of synthetic profiles

5.4.1. The choice of the convection treatment

Synthetic spectra of each one of the two components were calculated with the SYNTH code of Piskunov (1992). This code needs a stellar atmosphere model and a list of lines as input. We used the Kurucz ATLAS 9 code to calculate stellar atmosphere models. We considered three different treatments of convection: the mixing length theory (MLT) with (i) $\alpha = 0.5$ and (ii) $\alpha = 1.25$, and (iii) the CGM convection model (Canuto et al. 1996). Figure 6 compares the profiles obtained in the region of the FeI 4957 Å line with these various treatments of convection, and shows that this choice does not have a large impact on the metallicity determination. The CGM theory and MLT $\alpha = 0.5$ profiles of the FeI 4957 Å line are exactly identical, while the MLT $\alpha = 1.25$ profile is slightly different; but in all three cases the equivalent widths of the line are nearly

Table 5. Model parameters used to calculate the synthetic spectrum of RS Cha. In addition, the projected rotation velocity $v \sin i$ and the heavy elements abundance Z are free parameters, which are determined in the following sections. The hydrogen abundance (X) and the helium abundance (Y) have solar values in first approximation.

star	T_{eff} (K)	$\log(g)$ (cm s^{-2})	α	v_{micro} (km s^{-1})
Primary	7640	4.05	0.5	2
Secondary	7230	3.95	0.5	2

identical. Following Heiter et al. (2002), we used $\alpha = 0.5$ in calculating synthetic spectra.

5.4.2. The check of the $\log(gf)$ values

The line list was obtained from the VALD database¹ (Vienna Atomic Line Database), which provides all lines and their parameters in any chosen spectral interval for any chosen star. Among the listed parameters, the $\log(gf)$ values need to be thoroughly checked, since they are fundamental to this work. In order to verify them, we compared the equivalent widths of the studied lines in a well-calibrated high resolution solar spectrum (Kurucz et al. 1984) to a synthetic solar spectrum calculated with ATLAS9 and SYNTH, using the line list provided by the VALD database. We found that the VALD tabulated values for all studied lines were in good agreement.

5.4.3. Calculation of synthetic spectra

Using the SYNTH code, we then calculated synthetic spectra in spectral regions 80 Å wide, centered on the chosen lines for this analysis, and independently for each one of the two components of the binary system. The final spectrum of the double-lined eclipsing binary was computed with the BINMAG1 program developed by Oleg Kochukhov (private communication). This code uses synthetic spectra as input calculated with the SYNTH code, and calculates the resulting spectrum of the binary, taking into account the radii and temperatures of both components, their radial, rotational, and microturbulent velocities, as well as the resolving power of the instrument. Instrumental and microturbulent broadening are taken as Gaussian, while rotational broadening is calculated following Gray (1992).

Finally, the combination of these three codes provides us with normalized synthetic spectra of the eclipsing binary RS Cha in a spectral interval centered on each line studied. Table 5 lists all model parameters used in this study.

5.5. Comparison of observed spectra with synthetic profiles

As explained in Sect. 5.3, the curve-of-growth method cannot be used to measure the metallicity of RS Cha, because of the large $v \sin i$ of both components. We therefore choose to fit the

¹ <http://www.astro.univie.ac.at/vald/>

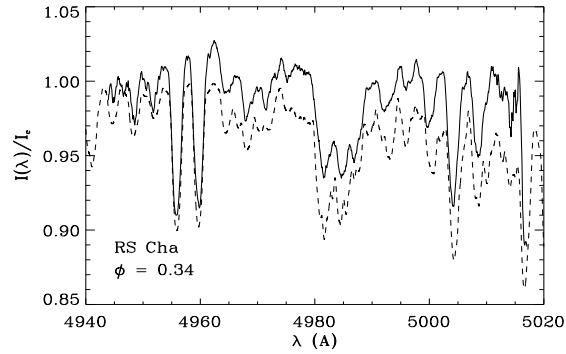


Fig. 7. Unnormalized observed (solid line) and synthetic (dashed line) spectra surrounding the FeI 4957 Å line. The synthetic spectrum was computed for $Z = 0.030$.

spectral region around each line listed in Table 9 with synthetic spectra. The metallicity Z is assumed identical in both components. Rotational velocities of the primary and secondary components ($v \sin i(P)$, $v \sin i(S)$) are also varied. The metallicity Z is defined as

$$Z = \frac{\sum_{\text{metals}} \mu_i N_i}{\sum_{\text{metals}} \mu_i N_i + \mu_{\text{He}} N_{\text{He}} + \mu_{\text{H}} N_{\text{H}}} \quad (4)$$

where μ_i is the atomic weight (per atom) of the i th element, N_i the number of atoms, and the sums are taken over all heavy elements, assuming solar relative abundances.

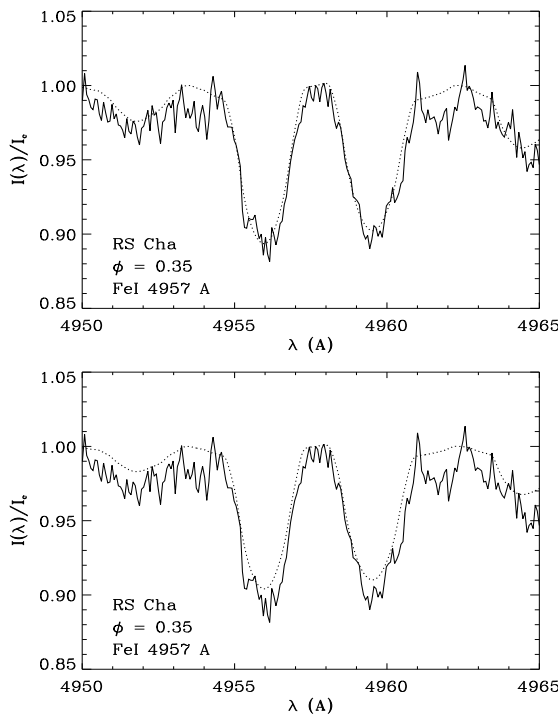
First we need to adjust the continua of the synthetic and observed spectra, which is a difficult task since the high rotational velocity does not leave very much continuum between the lines in the spectrum, as illustrated in Fig. 7. We therefore choose to normalize both the synthetic and observed spectra on either side of each line considered in this study, without attempting a better normalization on wider wavelength domains. After this renormalization, synthetic profiles are directly comparable to observed ones in a small wavelength region around each line.

The method basically consists in an eye-fitting of the synthetic spectrum, calculated as described in Sect. 5.4 to the observed spectrum, after the renormalization detailed above. We assume that both components of the binary have the same metallicity, and the same relative abundances of heavy elements, which is reasonable since both components were presumably initially formed in the same parental cloud. We further assumed that the relative abundances of heavy elements are identical to the solar ones. An example of a final fit to the observed FeI 4957 Å line profile of one spectrum is shown in Fig. 8 on the left. We observe on the right that the synthetic profile does not fit the observed profile for an abundance outside the error bars.

We finally obtained, for each spectral region considered, a set of models matching the observed profiles of the various spectra in the series. All these models differ only by their values of Z , $v \sin i(P)$ and $v \sin i(S)$. For each spectral region, we then calculated the average value and dispersion of Z , $v \sin i(P)$ and $v \sin i(S)$ for all spectra in the series. Table 6

Table 6. Different spectral regions and the Z value which fits the associated spectrum in this region. χ_{ex} is the excitation potential of the transition of the dominant ion.

Spectral region (Å)	Dominant ion	χ_{ex} (eV)	Order	[Fe/H]	Z
[4947.4, 4967.4]	FeI	2.808	115	0.18 ± 0.04	0.029 ± 0.002
			114	0.17 ± 0.05	0.029 ± 0.003
[5306.7, 5326.7]	FeII	3.153	106	0.17 ± 0.05	0.029 ± 0.003
[4471.1, 4491.1]	MgII	8.864	127	0.16 ± 0.03	0.028 ± 0.002
			126	0.17 ± 0.04	0.029 ± 0.003
[5217.2, 5237.2]	FeI	1.557	108	0.17 ± 0.05	0.028 ± 0.003
[4444.8, 4464.8]	CaI	1.899	128	0.17 ± 0.05	0.029 ± 0.003
			127	0.16 ± 0.03	0.028 ± 0.002
[5274.1, 5294.1]	FeII	2.891	108	0.16 ± 0.03	0.028 ± 0.002
			107	0.15 ± 0.04	0.027 ± 0.002

**Fig. 8.** Synthetic (dotted line) and observed FeI 4957 Å line (solid line) computed with two different abundances: $Z = 0.027$ above and $Z = 0.012$ below.

summarizes the results of [Fe/H] ($[\text{Fe}/\text{H}] = \log(\frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}})_{\text{RS Cha}} - \log(\frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}})_{\odot}$) and Z for each spectral region. The tabulated 1σ accuracies for [Fe/H] in Table 6 are determined by the dispersion calculated as described above. The values of $v \sin i$ were found equal to $64 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ and $70 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ for the primary and the secondary components, respectively, for all studied lines.

As a final step, we estimated the best determination of the metallicity of RS Cha by averaging all values of Table 6. We checked that the series of [Fe/H] obtained with different lines are not correlated with one another. We therefore conclude that the final internal accuracy of [Fe/H] when using all lines is

improved by \sqrt{N} , where N is the number of lines. However, the assumption that the relative abundances of heavy elements are identical to the solar ones is central to our method of measurement, and the expected dispersion about this ideal situation must be taken into account for a reliable estimate of the error bar on our determination of Z .

If we denote N_i as the number density of species i , and N_{ref} the number density of a reference species (e.g. iron, but the final results do not depend on the choice of reference species), we can rewrite Eq. (4) for the metallicity Z at first order as

$$Z = \frac{\sum_{\text{metals}} \mu_i \left(\frac{N_i}{N_{\text{ref}}} \right)_{\odot} x_i}{\sum_{\text{metals}} \mu_i \frac{N_i}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{He}} \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{H}} \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{ref}}}} \quad (5)$$

where x_i is the ratio of relative abundance of species i with respect to the reference species to the same relative abundance in the sun

$$x_i = \frac{N_i/N_{\text{ref}}}{(N_i/N_{\text{ref}})_{\odot}} \quad (6)$$

The dispersion on Z induced by the dispersion on the x_i 's is then:

$$dZ = \frac{\sum_{\text{metals}} \mu_i \left(\frac{N_i}{N_{\text{ref}}} \right)_{\odot} dx_i}{\sum_{\text{metals}} \mu_i \frac{N_i}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{He}} \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{ref}}} + \mu_{\text{H}} \frac{N_{\text{H}}}{N_{\text{ref}}}} \quad (7)$$

where dx_i is the dispersion on x_i .

We estimated the dx_i 's empirically, using the abundances of a large sample of A and F stars, measured by Erspamer and North (2003). From their initial sample of 140 stars, we extracted a sub-sample of 16 stars, after discarding chemically peculiar stars, fast rotators ($v \sin i > 50 \text{ km s}^{-1}$), and stars with poor abundance determinations. For each one of the 28 elements considered in Erspamer and North's analysis, we determined the dispersion dx_i , and used these dispersions to calculate the dispersion on Z as given by Eq. (7). We checked that changing the reference species does not affect the dispersion on Z , as expected. The final results on Z and its overall error bar including the impact of our assumption about relative abundances, discussed above, are presented in Table 7. We checked

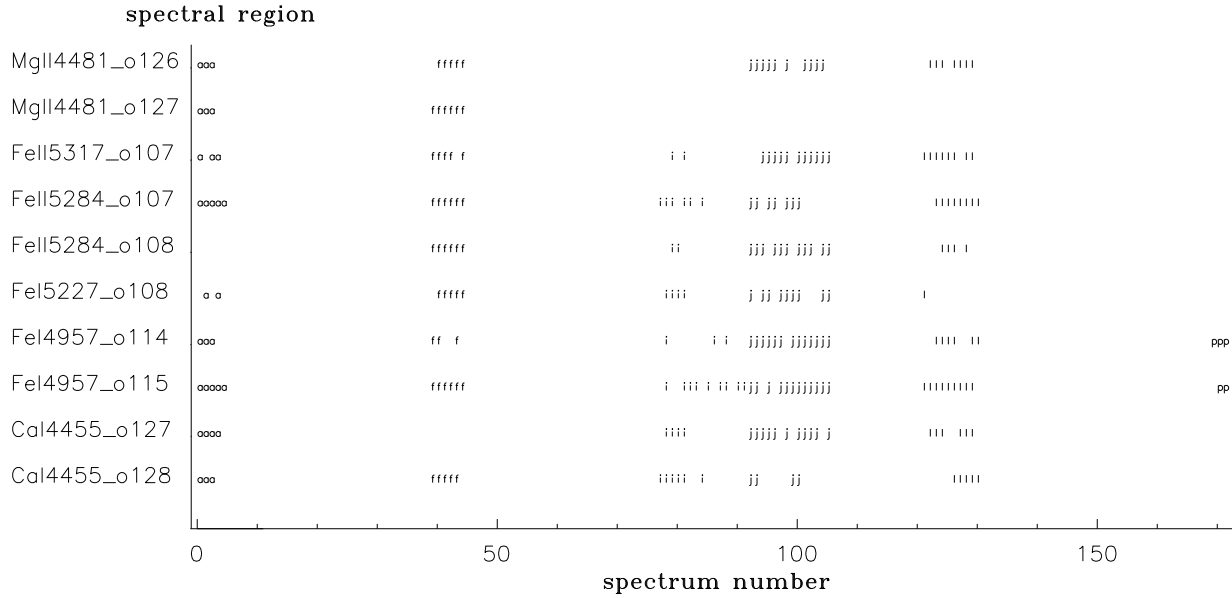


Fig. 9. Spectrum list chosen to study the spectral regions. The letters refer to the observation period explained in Table 1. The number besides the line name is the order number.

Table 7. Parameters of the final model representing RS Cha. We have taken solar abundances equal to: $X_{\odot} = 0.707$, $Y_{\odot} = 0.274$, $Z_{\odot} = 0.019$. The error bar indicated for $[\text{Fe}/\text{H}]$ is internal.

star	T_{eff} (K)	$\log(g)$ (cm s^{-2})	α	v_{micro} (km s^{-1})	$v \sin i$ (km s^{-1})	$[\text{Fe}/\text{H}]$	Z
P	7640	4.05	0.5	2	64 ± 6	0.17 ± 0.01	0.028 ± 0.004
S	7230	3.95	0.5	2	70 ± 6		

that varying $\log g$ up to ± 0.07 dex and $\log T_{\text{eff}}$ up to ± 0.01 dex, the resulting values of Z remain within the error bars indicated in Table 7.

6. Discussion

The results presented in previous sections lead to several conclusions. First of all, we find a ratio of $v \sin i$ for both components of the binary equal to the ratio of their radii, which demonstrates that the system is synchronized. It seems to be in good agreement with the prediction of tidal evolution, since:

- the RS Cha system is known to be circularized since CN80 calculated the eccentricity $e \sin \omega = -0.013 \pm 0.004$.
- the tidal friction in such a system results in a synchronization time shorter than the circularization time (Zahn 1977).
- Mayer & Hanna (1991) calculated a circularization time of 5 Myr for RS Cha, shorter than the age of RS Cha (Mamajek et al. 2000; Luhman & Steeghs 2004).

The values of Z found from different species and ionization stages are identical within the error bars. In particular we used in our study pairs of lines from the same species in the same ionization stage (but of different excitation potentials, such

as Fe I 4957 Å and 5227 Å), as well as lines from successive ionization stages of the same species such as [Fe I, Fe II]. This demonstrates that the choice of effective temperatures and gravities for both components, as given in Table 3, is correct. Moreover, we checked that varying T_{eff} and $\log(g)$ within their error bars gives consistent values of Z within the error bars interval for various lines. We therefore confirm the adopted values of T_{eff} and $\log(g)$ taken from the literature.

It is important to note that we derived the same values of Z from different elements: [Fe, Mg, Ca], which confirms that relative abundances of metals are identical to the solar ones, as assumed.

We have assumed in our analysis that the RS Cha components are not Am stars. This is justified, as Michaud et al. (1983) have shown that the disappearance of the HeII convection zone is required to lead to the Am phenomenon. The HeII convection zone can disappear if helium is sufficiently depleted by gravitational settling. This process is very slow, and is efficient only for slowly rotating stars. The components of RS Cha are both much too young and rotating too rapidly for this process to take place.

The surface metallicity determined in this paper can now be used in conjunction with the masses, radii, temperatures, and luminosities of both components, taking into account that they are coeval and assuming that the surface metallicity corresponds to the metallicity of the whole star to constrain the models of PMS evolution (in progress).

Acknowledgements. We are very grateful to O. Kochukhov, who provided his BINMAG1 code. We wish to thank Caroline Barban for her help calculating stellar atmosphere models. We are grateful to David Katz for his script allowing us to easily calculate Kurucz stellar atmosphere models. We thank R. L. Kurucz and N. E. Piskunov for authorizing the use of their ATLAS9 code and SYNTH code, respectively.

This research made use of the VALD database operated by the Institut fuer Astronomie in Vienna, Austria. We wish to thank Jean-Paul Zahn and George Alecian for their advice on the circularization and synchronization times of a double system, and about the Am stars, respectively. Finally we thank the referee for his judicious comments, which led to major improvements in the paper.

References

- Abt, H. A. 1967, in *Magnetic and Related Stars*, 173
 Abt, H. A., & Bidelman, W. P. 1969, *ApJ*, 158, 1091
 Andersen, J. 1975, *A&A*, 44, 445
 Andersen, J. 1991, *A&A Rev.*, 3, 91
 Balona, L. A., Böhm, T., Foing, B. H., et al. 1996, *MNRAS*, 281, 1315
 Baudrand, J., & Böhm, T. 1992, *A&A*, 259, 711
 Breger, M. 1974, *ApJ*, 192, 77
 Canuto, V. M., Goldman, I., & Mazzitelli, I. 1996, *ApJ*, 473, 550
 Castelli, F. 1991, *A&A*, 251, 106
 Catala, C. 2003, *Ap&SS*, 284, 53
 Chambliss, C. R. 1967, *AJ*, 72, 518
 Clausen, J. V., & Nordström, B. 1978, *A&AS*, 33, 87
 Clausen, J. V., & Nordström, B. 1980, *A&A*, 83, 339
 Conti, P. S. 1970, *PASP*, 82, 781
 Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
 Erspamer, D., & North, P. 2002, *A&A*, 383, 227
 Erspamer, D., & North, P. 2003, *A&A*, 398, 1121
 ESA 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*
 Gray, D. F. 1992, *The observation and analysis of stellar photospheres* (Cambridge Astrophysics Series, Cambridge: Cambridge University Press, 2nd ed., ISBN 0521403200.)
 Heiter, U., Kupka, F., Van't Veer-Menneret, C., et al. 2002, *A&A*, 392, 619
 Jones, D. H. P. 1969, *Mon. Notes Astron. Soc. S. Afr.*, 28, 5
 Jordi, C., Ribas, I., Torra, J., & Gimenez, A. 1997, *A&A*, 326, 1044
 Jorgensen, H. E. 1975, *A&A*, 44, 459
 Kallrath, J., & Milone, E. F. 1999, *Eclipsing binary stars: modeling and analysis*
 Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km s⁻¹ grid*. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory
 Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
 Kurucz, R. L., Furenlid, I., & Brault, J. 1984, *Solar flux atlas from 296 to 1300 NM* (National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico: National Solar Observatory)
 Lagerweij, H. C. 1967, *Mon. Notes Astron. Soc. S. Afr.*, 26, 53
 Luhman, K. L., & Steeghs, D. 2004, *ApJ*, 609, 917
 Mallama, A. D. 1981, *PASP*, 93, 774
 Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 1999, *ApJ*, 516, L77
 Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 2000, *ApJ*, 544, 356
 Marconi, M., & Palla, F. 1998, *ApJ*, 507, L141
 Mayer, P., & Hanna, M. A.-M. 1991, *Bull. astr. Inst. Czechosl.*, 42, 98
 McNally, C. J., & Austin, R. D. 1977, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 1334, 1
 Michaud, G., Tarasick, D., Charland, Y., & Pelletier, C. 1983, *ApJ*, 269, 239
 Moon, T. T., & Dworetzky, M. M. 1985, *MNRAS*, 217, 305
 Napiwotzki, R., Schoenberner, D., & Wenske, V. 1993, *A&A*, 268, 653
 Piskunov, N. E. 1992, in *Stellar Magnetism*, 92
 Relyea, L. J., & Kurucz, R. L. 1978, *ApJS*, 37, 45
 Ribas, I., Jordi, C., Torra, J., & Giménez, Á. 2000, *MNRAS*, 313, 99
 Schoeffel, E., & Kohler, U. 1965, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 77, 1
 Smith, M. 1971, *BAAS*, 3, 11
 Smith, M. A. 1972, *ApJ*, 175, 765
 Strömgren, B. 1966, *ARA&A*, 4, 433
 Strohmeier, W. 1964, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 55, 1
 Wild, P. A. T., & Lagerweij, H. C. 1967, *Mon. Notes Astron. Soc. S. Afr.*, 26, 144
 Wood, D. B. 1971, *AJ*, 76, 701
 Zahn, J.-P. 1977, *A&A*, 57, 383

ANNEXE D

Article : Alecian et al. (2006)

Calibration of the pre-main sequence RS Cha binary system

E. Alecian¹, M.-J. Goupil¹, Y. Lebreton², M.-A. Dupret¹, and C. Catala¹

¹ Observatoire de Paris, LESIA, 5, place Jules Janssen, F-92195 Meudon Principal CEDEX, France e-mail: evelyne.alecian@obspm.fr

² Observatoire de Paris, GEPI, 5, place Jules Janssen, F-92195 Meudon Principal CEDEX, France

Received ; accepted

ABSTRACT

Context. The calibration of binary systems with accurately known masses and/or radii provides powerful tools to test stellar structure and evolution theory and to determine the age and helium content of stars. We study the eclipsing double-lined spectroscopic binary system RS Cha, for which we have accurate observations of the parameters of both stars (masses, radii, luminosities, effective temperatures and metallicity).

Aims. We have calculated several sets of stellar models for the components of the RS Cha system, with the aim of reproducing simultaneously the available observational constraints and to estimate the age and initial helium abundance of the system.

Methods. Using the CESAM stellar evolution code, we model both components starting from the initial mass and metallicity and adjusting the input parameters and physics in order to satisfy the observational constraints.

Results. We find that the observations cannot be reproduced if we assume that the abundance ratios are solar but they are satisfied if carbon and nitrogen are depleted in the RS Cha system with respect to the Sun. This is in accordance with the abundances observed in other young stars. The RS Cha system is in an evolutionary stage at the end of the PMS phase where models are not strongly sensitive to various physical uncertainties. However we show that the oscillations of these two stars, which have been detected, would be able to discriminate between different options in the physical description of this evolutionary phase.

Conclusions.

Key words. Stars: pre-main-sequence – Stars:binaries: eclipsing – Stars: binaries: spectroscopic – Stars: pulsations –

1. Introduction

Stellar calibration, i.e. determining masses, radii, ages of stars using theoretical stellar evolutionary tracks is a powerful tool. However, its results strongly depend upon the validity of the adopted stellar models. The physical description of these models can be validated with a small set of stars whose masses, radii, luminosities, effective temperatures and metallicities are accurately known. An eclipsing binary system is therefore an excellent candidate for such a test as the orbital information provides masses and radii and the assumed common origin of both components (implying same age and chemical composition) brings additional severe constraints to the modelling. Validation of main sequence (MS) stellar evolution models has been quite extensively performed (e.g. Noels et al. 1991, Morel et al. 2000). On the other hand, only a few validation works have so far concerned the pre-main sequence (PMS) phase. Palla & Stahler (2001) tested their PMS theoretical evolutionary tracks using eight binary systems, assuming a solar metallicity in all of them, although this assumption appeared later not to be valid in all but one case. Marques et al. (2004) modelled the binary system EK Cep using a χ^2 -minimisation and obtained the most reliable set of theoretical stellar parameters that

reproduces the observational ones. These authors succeeded in modelling the PMS secondary component but failed to obtain a theoretical radius that reproduces the observed one for the MS primary component.

The A-type system RS Chamaeleontis (RS Cha) is an eclipsing double-lined spectroscopic binary system. Mamajek et al. (1999) reported X-ray emission from the η Cha cluster, which indicates the PMS status of both components of RS Cha. Up to recently, all fundamental parameters of the components of this system were known, except the metallicity. However, the knowledge of the metallicity is crucial to model the structure and the evolution of these PMS stars (see Sect.4.3.2). The metallicity of the RS Cha system that is used here has been obtained with spectroscopic data collected at the SAAO (South African Astronomical Observatory) (Aleccian et al., 2005; hereafter paperI). We took advantage of these data to redetermine the masses and radii of both stars. The resulting physical parameters of both components are detailed in Table 1.

We are then able to model these two stars and to compare the results with observations. This paper presents an advanced study of the modelling of the pre-main sequence RS Cha system. The next section describes the physical input of our standard evolution models. Sect. 3 states the observational constraints that our RS Cha models must reproduce. As our

Send offprint requests to: E.Aleccian(evelyne.aleccian@obspm.fr)

Table 1. Fundamental parameters of RS Cha. R00: Ribas et al. (2000), CN80: Clausen & Nordstrom (1980), M00: Mamajek et al. (2000). P stands for primary and S for secondary

	P	S	References
M/M_{\odot}	1.89 ± 0.01	1.87 ± 0.01	paperI
R/R_{\odot}	2.15 ± 0.06	2.36 ± 0.06	paperI
T_{eff} (K)	7638 ± 76	7228 ± 72	R00
$\log(L/L_{\odot})$	1.15 ± 0.09	1.13 ± 0.09	$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$
$\log(g)(\text{cm.s}^{-2})$	4.05 ± 0.06	3.96 ± 0.06	$g = MG/R^2$
$v \sin i$ (km.s $^{-1}$)	64 ± 6	70 ± 6	paperI
P (day)		1.67	paperI
i ($^{\circ}$)		83.4 ± 0.3	CN80
[Fe/H]		0.17 ± 0.01	paperI

standard models cannot reproduce the whole set of observations, Sect. 4 investigates the sensitivity of PMS models to uncertainties in the input physics and physical parameters. Sect.5 presents the final calibrated models for the RS Cha system which reproduces all the available observations. Sect.6 contains an analysis of the recently discovered pulsations in both components of RS Cha and discusses theoretical oscillation modes and periods. Conclusions are presented in Sect. 7.

2. Stellar modelling

We consider both stars as isolated since the system is detached. Unless it is specified, the temporal evolution of the internal structure of both stars is carried out at constant mass; hence the initial mass is set equal to the observed one. Diffusion is negligible over the duration of a PMS phase, hence we assume that the observed surface abundances correspond to the initial chemical composition. We stop the evolution when the calculated effective temperatures and luminosities correspond to the observed ones within their error bars. In the case of a binary system, the age of both components must be the same.

Our evolutionary models are computed with the CESAM code (Morel 1997); they are standard in the sense that no effect of magnetic field is included. Effects of rotation and diffusion are not included as the time scale of these phenomena are very long compared with the time spent by a star on its PMS (20Myr for a $2 M_{\odot}$).

We used the OPAL equation of state (Rogers et al. 1996) and OPAL opacities (Iglesias & Rogers 1996) complemented by Alexander & Ferguson (1994) opacities at low temperatures.

During its PMS phase, a star can possess either a convective envelope or a convective core or both. The temperature gradient in convection zones is computed using the classical mixing-length theory. The mixing length is defined as $l = \alpha H_P$, α being the mixing length parameter and H_P the local pressure scale height, $H_P = -\frac{dr}{d \ln P}$. We set the α value equal to 1.62 as obtained for a calibrated solar model calculated with the same input physics. We define the overshooting d_{ov} as the length of penetration of the convective eddies into the adjacent radiative zone: $d_{ov} = \alpha_{ov} H_P$ with α_{ov} the overshooting parameter. Unless otherwise specified, our models are computed without overshooting, i.e. $d_{ov} = 0$.

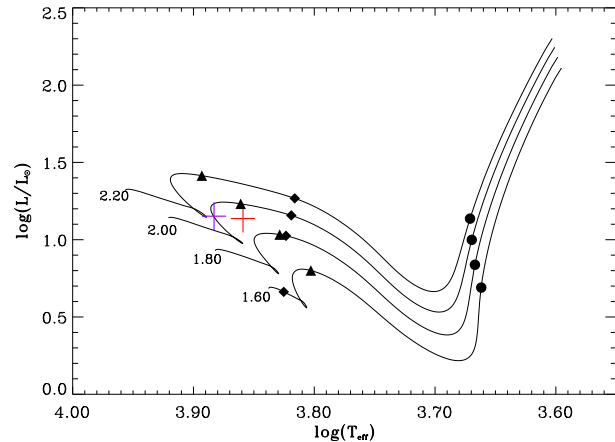


Fig. 1. Evolutionary tracks for 1.6-2.2 M_{\odot} standard models in a HR diagram. Crosses represent observational error bars in effective temperature and luminosity (Table 1) for the primary (P) component (left) and for the secondary (S) component (right) of RS Cha. Dots indicate the onset of the radiative core, diamonds signal the convective envelope disappearance and triangles mark the convective core apparition.

The species entering the nuclear network are: ^1H , ^3He , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O . We considered ^2H , ^7Li and ^7Be in equilibrium and only the most important reactions of PP+CNO cycles are taken into account. The nuclear reaction rates are taken from the NACRE compilation (Angulo et al. 1999).

The metallicity, defined as $[\text{Fe}/\text{H}] = \log\left(\frac{Z/X}{(Z/X)_{\odot}}\right)$ where Z , X are the metal and hydrogen mass fractions respectively, is an observational constraint. Its initial value is taken equal to the observed one (Table 1) and the abundance ratios are the solar ones (Grevesse & Noels 1993). We take the initial helium mass fraction equal to the value from the solar calibration: $Y_0 = Y_{\odot} = 0.267$, and the hydrogen mass fraction is given by $X_0 = \frac{1-Y_0}{1+(Z/X)_0}$. The atmosphere is calculated assuming the Eddington grey law.

Each evolution is initialized with a homogeneous, fully convective model in quasi-static contraction and we define the age of a star as the time elapsed since initialisation. Although our initial models are not realistic, recent studies have compared the evolutionary tracks during the PMS phase, considering two different initial conditions: the first model being calculated from the initial cloud contraction and the second one being calculated only from the Hayashi track (Cariulo et al. 2004, F. Palla, private communication). No fundamental differences between the two models were found and ages calculated in both cases are almost identical. So the initial conditions for the formation of the PMS star do not interfere in our study.

These stellar models will be considered from now on as our standard models.

Fig. 1 shows PMS evolutionary tracks from the Hayashi line to the ZAMS for masses in the range of interest for RS Cha. We have indicated by diamonds the locus where the star becomes totally radiative and by triangles the locus where a convective core appears in the center of the star. At the stage where RS Cha is encountered, a star, evolving from the Hayashi line towards the ZAMS, has developed a fully radiative enve-

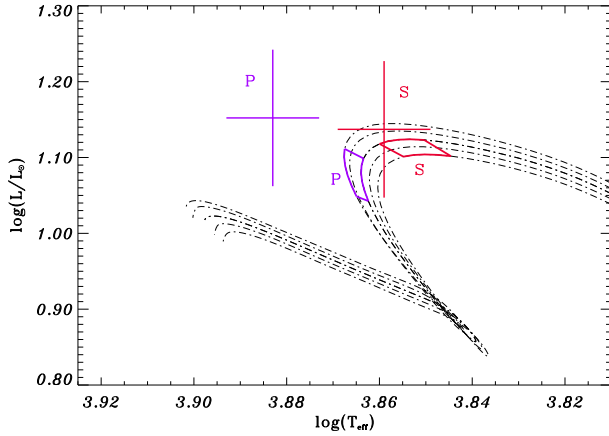


Fig. 2. Evolutionary tracks of standard models (dash-dotted lines) and error boxes in masses and radii for the primary (P) and the secondary (S) components. Crosses represent observational error bars in effective temperature and luminosity (Table 1) for the primary (P) component (left) and for the secondary (S) component (right) of RS Cha. Lowest to upper tracks are for 1.86, 1.87, 1.88, 1.89 and 1.90 M_{\odot} .

lope and a small convective core. The earliest nuclear reactions of the CNO cycle and the p-p chain begin. The energy released by the $C^{12}(p, \gamma)N^{13}(\beta^+, \nu)C^{13}(p, \gamma)N^{14}$ chain overheats the internal regions of the star. The energy excess builds an excess pressure gradient which slows down the contraction rate in the center. At the same time, the overheating leads to the apparition of a convective core. The central regions begin to expand. The luminosity then decreases because not only do these expanding internal shells not contribute any more to the energy flux, but they blanket the nuclear source, by absorbing a large fraction of the nuclear energy produced (see detailed description of the PMS evolution in Iben (1965)). For later discussions, it is important to note that the primary, as it is slightly more massive, is in a more advanced stage of evolution than the secondary. As a result, its luminosity has already decreased, unlike that of the secondary (Fig. 2).

3. Observational constraints in a HR diagram

Table 1 details the physical parameters of both components of RS Cha derived from observations. Effective temperatures and luminosities as well as masses and radii will then be compared to the corresponding calculated parameters obtained using standard models. We have calculated evolutionary tracks for the observed masses of both components as well as for their extreme values given by the error bars. Fig 2 shows the end of the PMS phase of these tracks for 1.86, 1.87, 1.88, 1.89 and 1.90 M_{\odot} masses.

For a given mass M_{obs} , a stellar model is evolved until its radius matches the observed radius R_{obs} . This provides the theoretical luminosity and effective temperature $(L, T_{eff})_{calc}$ of the model. The same is done for the extreme values of the observed masses and radii and this gives rise to error boxes which are superimposed onto the tracks in Fig.2 as full lines. In the same graph, crosses represent the error bars in luminosity and ef-

fective temperature for the primary (left) and secondary (right) components derived from observations $(L, T_{eff})_{obs}$.

When both crosses are located inside their respective error boxes, the corresponding stellar models reproduce the observations. As can be seen in Fig. 2, this does not occur when standard models, built as detailed in the previous section, are used. Moreover, the calculated ratio of the primary to the secondary luminosities, $(L_P/L_S)_{calc}$, is lower than one, contrary to the observations, $(L_P/L_S)_{obs} = 1.05$ (Table 1). Our standard models indeed indicate that the luminosity of the P component has begun to decrease, unlike the luminosity of the S component. This implies that the P component started nuclear burning earlier than the S component (see Sec. 2).

In order for the numerical models and the observations to agree, in particular to invert the $(L_P/L_S)_{calc}$ ratio, the error box of the primary should be shifted towards greater luminosities than the secondary box. According to the evolutionary phase of the primary as described in the previous section, this means that it is necessary to delay the onset of the CNO cycle for the primary.

The way this can be achieved is discussed in the next section where we investigate the sensitivity of the stellar models in this evolutionary phase to various parameters and physical inputs.

4. Sensitivity to physical inputs and parameters

4.1. Unchanged error boxes in a HR diagram

Some physical inputs and parameters of stellar model have no effect on the location of the error boxes of RS Cha in a HR diagram:

4.1.1. Mixing length and overshoot parameters

An increase in the mixing length parameter α moves a PMS evolutionary track towards greater effective temperature and towards slightly higher luminosities, when the star possesses a convective envelope (see Böhm-Vitense (1992)). But, as seen in Fig.1, the RS Cha stars no longer have a convective envelope and changing α therefore has no effect on the error boxes.

The convective core appearing in both components is too small (less than one tenth of a stellar radius) to involve a modification of the tracks when changing the overshoot parameter α_{ov} from 0 to 0.2.

Note also that switching from a model atmosphere built assuming an Eddington grey law or based on Kurucz model atmospheres (Kurucz 1979, 1992, 1993) has no effect as the envelopes of both RS Cha components are fully radiative.

4.1.2. Equation of state

Coulomb effects and departure from a perfect gas are very small for a $2M_{\odot}$ star. Hence no variation of the tracks, whatever the evolutionary stage, is observed when using either the equation of state EFF (Eggleton et al. 1973) or the equation of state OPAL (Rogers et al. 1996).

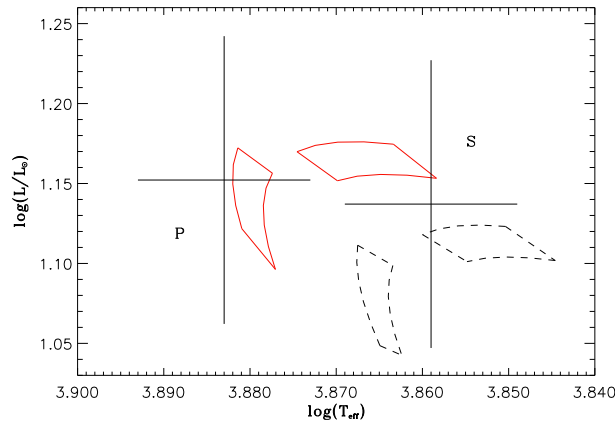


Fig. 3. Error boxes calculated by decreasing OPAL opacity of 10% (full line) and standard OPAL opacity (dashed lines). Crosses represent observational error bars in effective temperature and luminosity (Table 1) for the primary (P) component (left) and for the secondary (S) component (right) of RS Cha.

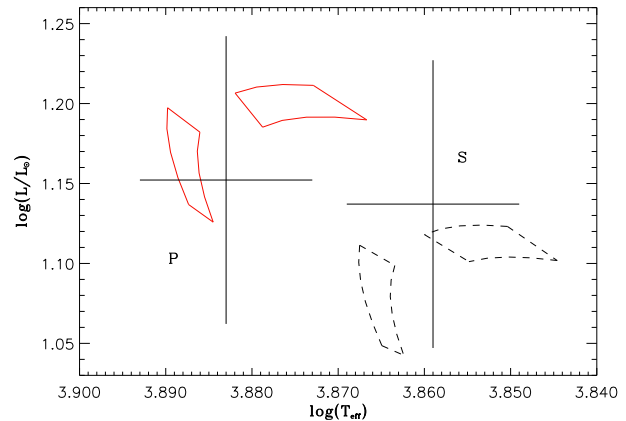


Fig. 4. Error boxes calculated by increasing the helium mass fraction while keeping Z/X constant: $Y = 0.267$ (dashed line) and $Y = 0.300$ (full line).

4.1.3. Burning of light species

The light species ^2H , ^7Li and ^7Be burn at the beginning of the PMS phase during the first million years of the star, during which the gravitational energy is dominant. The energy released by the burning of light species is too small to perturb the subsequent evolutionary tracks.

4.1.4. Mass loss

PMS stars of intermediate mass are known to possess stellar winds with a mass loss rate in the range $10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (e.g. Bouret & Catala (1998)). They can also accrete mass from a surrounding disk with mass accretion rates similar to those of the wind.

We have computed PMS evolutionary tracks assuming mass loss or accretion with a rate of $10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. Initial masses have been chosen such that masses of the models at the age of RS Cha ($t_{\text{RS Cha}}$) are equal to the observed masses of RS Cha. As a consequence, although the evolutionary tracks differ before and after the age of RS Cha depending on the assumed mass loss or accretion, the error boxes of RS Cha are unaffected.

4.2. Unchanged luminosity ratio

We now discuss the physical parameters that affect the position of the error boxes in the HR diagram but do not allow to solve the problem of the luminosity ratio. For visibility, we have removed the evolutionary tracks from the figures. Only error boxes obtained from two different models along with crosses are kept in the HR diagram. Boxes represented by dashed lines are calculated using standard models as defined in Sect. 2.1.

4.2.1. Opacity

We change the opacity (κ) in the star by diminishing it by 10%. Fig. 3 shows that the error boxes are shifted towards greater luminosities and temperatures. A decrease in opacity makes the energy release easier and in order to maintain the pressure balance, models become more centrally concentrated and hotter which leads to an increase in luminosity and effective temperature (Eddington 1926). However both boxes move together towards greater temperatures and luminosities leaving the ratio L_P/L_S unchanged.

4.2.2. Helium mass fraction and metallicity

In paper I, we determined the metallicity $[\text{Fe}/\text{H}]$ of RS Cha (Table 1), assuming that both stars have the same chemical composition and that the metal abundance ratios are the solar ones. The knowledge of $[\text{Fe}/\text{H}]$ gives us a constraint on $\frac{Z}{X}$ for RS Cha. In order to know fully the composition of the star, we have to assume the helium mass fraction Y which is unknown for this system.

We have varied Y between the solar value: $Y = 0.267$ and $Y = 0.300$ which is a reasonable range compared to the observed values in various stars and clusters. Fig. 4 shows that the luminosity and the effective temperature increase with increasing Y . An increase of Y leads to an increase of the mean molecular weight μ . In order to maintain the pressure balance the star is more condensed and hotter, which results in an increase in luminosity and effective temperature (Iben 1965).

We have also varied the metallicity of the system $[\text{Fe}/\text{H}]$ within the error bars. Since heavy elements contribute only a small mass fraction, an increase in heavy element abundances does not influence the mean molecular weight μ very much. However an increase in metallicity increases the global opacity (κ). As seen in the previous section, an opacity increase in the whole star leads to a decrease in effective temperature and luminosity in both stars.

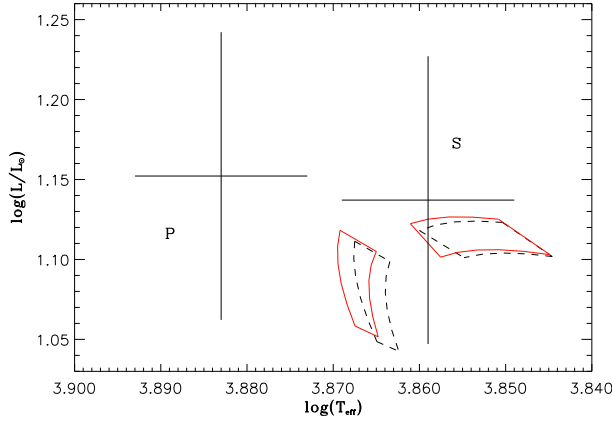


Fig. 5. Error boxes calculated by decreasing the rate of the $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(e^+, \gamma)^{13}\text{C}$ reaction of 10% (full line) from the NACRE rate (dashed line)

As both boxes move together in the same direction, we cannot reverse the luminosity ratio by varying the helium mass fraction or the metallicity.

4.3. Inverting the luminosity ratio

So far no parameter directly or indirectly changes the luminosity transfer into the star succeeded in inverting the calculated luminosity ratio of the first component to the second one. We now focus on the energy generation.

The evolutionary stage of RS Cha corresponds to the beginning of the CNO cycle with the burning of carbon and nitrogen. The $^{12}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ chain overheats the internal regions of the star leading to a convective core responsible for the luminosity decrease. The onset of the convective core for the primary must be delayed in order to invert the luminosity ratio; this means a decrease in the efficiency of overheating of the internal regions. This efficiency depends on both nuclear reaction rates and the abundances of the species involved in the CNO cycle.

4.3.1. Nuclear reaction rates

We first decrease the nuclear reaction rates by 10%, which corresponds to their estimated accuracy (Angulo et al. 1999). Fig. 5 shows the shift of the boxes resulting from the decrease of the rate of the $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(e^+, \gamma)^{13}\text{C}$ reaction. The luminosity of the primary comes closer to that of the secondary, but not sufficiently to invert the luminosity ratio. The decrease of the rates of the other reactions of the chain $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ shows a similar, although smaller, shift.

4.3.2. Abundances of carbon, nitrogen and oxygen

We then decrease the abundance of carbon, nitrogen and oxygen, changing only the abundance ratios of heavy elements while keeping the metallicity unchanged. At the evolutionary stage of RS Cha the variation of the abundance of ^{17}O is very weak, compared to those of C and N, and the abundance of

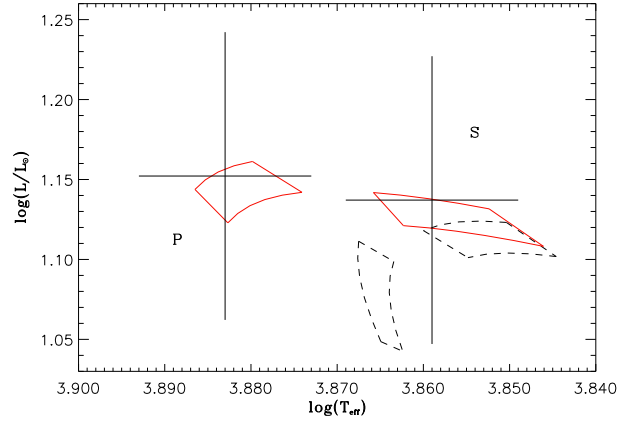


Fig. 6. Error boxes calculated by decreasing the abundance of carbon: $\Delta n_C = -0.7$ dex (full line), keeping the metallicity constant.

^{16}O does not vary. The reason is the low rate of the reactions $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}(\beta^+ \gamma)^{17}\text{O}$ and $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ (NACRE, Angulo et al. 1999). Hence we do not consider the oxygen abundance any further.

Hereafter we call n_i the logarithm of the abundance by number N_i of a chemical element i in a scale where the abundance of hydrogen by number is $N_H = 10^{12}$, that is

$$n_i = \log \frac{N_i}{N_H} + 12. \quad (1)$$

Fig. 6 shows the shift of the error boxes resulting from a decrease of the carbon abundance n_C by 0.7 dex. As we remove some carbon, the reactions $^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ and $^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ become less efficient. The nuclear energy released ϵ is proportional to L/m , L and m being the local luminosity and mass; the radiative gradient ∇_{rad} is proportional to $\frac{L}{m} \frac{\kappa P}{T^4}$, where κ , P and T are the local opacity, pressure and temperature (e.g. (Kippenhahn & Weigert 1990)). We find that decreasing the abundance of carbon leads to a negligible increase of κ , P and T in the center of the star, compared to the large decrease of the L/m ratio. Therefore, by reducing the carbon abundance, the decrease of the produced nuclear energy leads to a dominant decrease of the L/m ratio, and therefore to a decrease of the radiative gradient ∇_{rad} which delays the onset of the convective core. Fig. 7 shows the variation with time of the radius of each star in model 1 (normal carbon abundance) and model 2 (n_C depleted by 0.7 dex). While at ages lower than ~ 9 Myr, the radii of the models as well as the limit between the radiative core and the convective envelope are the same, at ages higher than ~ 9 Myr -after the onset of the CNO cycle- the convective core appears later and remains smaller in model 2.

As a result, the expansion of the internal shells is delayed, as is the decrease in total luminosity (see Sec. 2). The evolutionary track is extended towards greater luminosities and temperatures and we therefore obtain a luminosity ratio ($\frac{L_P}{L_S}$) greater than one, as observed. We notice the same phenomena with the decrease of the nitrogen abundance, which makes the reactions $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(\beta^+, \gamma)^{15}\text{N}$ and $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ less efficient.

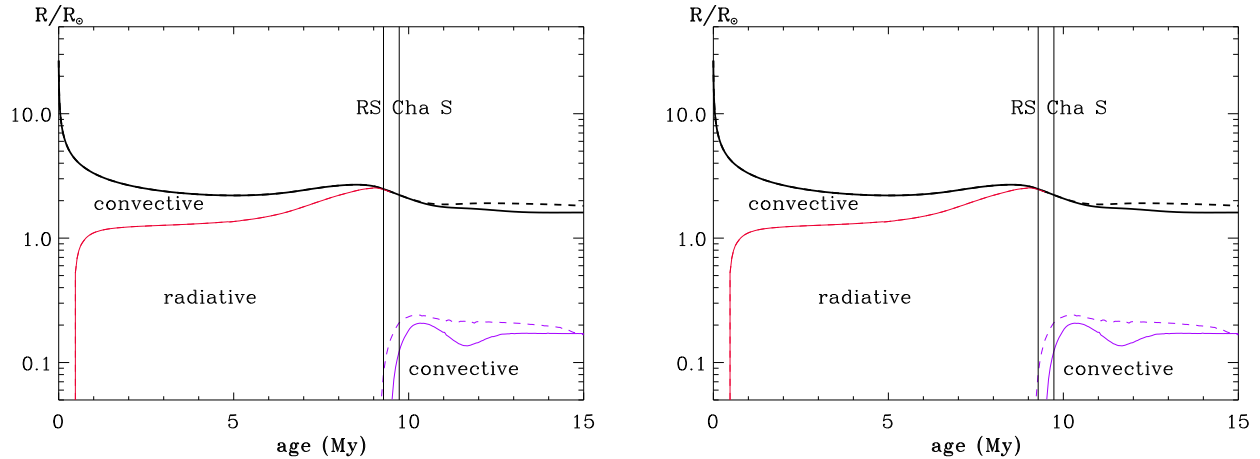


Fig. 7. Radius of the primary (left) and secondary (right) star plotted as a function of the age of the standard model 1 in thick-dashed-line, and model 2 built with a decrease of 0.7 dex of carbon in thick-full-line. Before ~ 10 Myr both radii are superimposed. The thin lines represent the limit between radiative and convective zones in model 1 (thin-dashed-line) and in model 2 (thin-full-line). The two vertical full lines represent the extrema of the age of the primary and secondary components of RS Cha (RS Cha P and RS Cha S) calculated from the error boxes P and S of Fig. 6. We see that the convective core in the secondary component is less developed than that of the primary one

5. Calibration of RS Cha

We found that the luminosity ratio $\frac{L_P}{L_S}$ is sensitive to the abundances of carbon and nitrogen. We now search for a model properly matching the observations. This model is not very different from our standard model. We must change only the abundance ratios of heavy species and the helium mass fraction. Our final models are obtained by decreasing the carbon and nitrogen abundances by 0.6 and 0.5 dex respectively. The decrease of 0.6 dex and 0.5 dex of the number of atoms of carbon and nitrogen gives new abundances equal to 8.25 and 7.77, respectively (the solar values are 8.55 and 7.97). Daflon et al. (2004) measured the abundances of various species in 69 young OB stars in 25 clusters. They found abundances between 8.21 and 8.49 for carbon and between 7.19 and 7.83 for nitrogen, showing that our values agree well with abundances observed in young stars. Our results are in the same direction as the recent solar abundances determination of Asplund et al. (2004, 2005a, b). They found a decrease of 0.16 dex in the carbon abundance and of 0.11 dex in the nitrogen abundance and of 0.21 dex in the oxygen abundance, compared to the abundances of Grevesse & Noels (1993) used in the CESAM code.

Having the appropriate luminosity ratio between both components of the system, we need to increase the helium mass fraction in order to match the calculated parameters of RS Cha to the observed ones (Table 1). The error bars in masses and radius of the models are plotted in Fig. 8. We find a value of $Y = 0.272$ ($\log(N_{He}/N_H) + 12 = 10.99$), reasonable compared to the helium mass fraction observed in young stars (Mathys et al. 2002).

Finally, it remains to be checked that both stars have the same age. We find that a common interval of ages does indeed exist inside the error boxes indicating that our final models for both components can have the same age. We illustrate this by plotting the 9.50 Myr isochrone crossing both boxes in Fig.

8. This age is of the same order as previous determinations (Mamajek et al. 2000; Luhman & Steeghs 2004). However our age determination is based on an observed metallicity unlike previous works.

In a binary system the ratio of the effective temperatures is better constrained than the absolute values of the temperatures of the individual stars. Clausen & Nordstrom (1980) measured very accurately the photometric value of this ratio : $T_P/T_S = 1.055 \pm 0.004$. In order to take into account this additional constraint, we checked that our calibration model can simultaneously reproduce this ratio and the observed radii of both stars, by plotting error boxes in the radius versus T_P/T_S diagram as follows. We first calculated the effective temperatures ranges delimited by the error boxes in masses and radii of Fig. 8 for the primary and secondary components on the same isochrone. Then we restricted these intervals to the primary and secondary temperatures which satisfy the observed ratio of T_P/T_S within the error bars. Finally we calculated by linear interpolation the corresponding radii ranges. We obtain two boxes as shown in the lower right panel of Fig. 8. We find that our calibration models reproduce the observed radii of both stars as well as the observed effective temperature ratio of the system.

We have seen that the small area of the PMS tracks where RS Cha is observed is only weakly sensitive to various physical inputs and corresponding stellar models are then only weakly constrained. Fortunately more severe constraints can be obtained by a seismic sounding of the stellar interior, provided the stars oscillate.

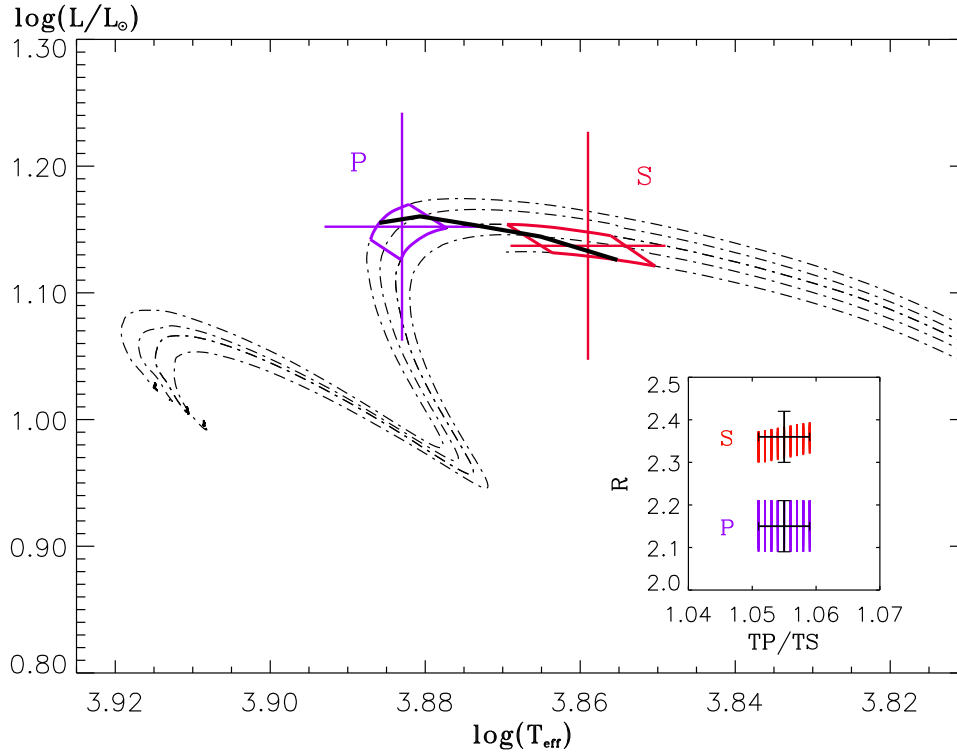


Fig. 8. Evolutionary tracks (dash-dotted lines) and error boxes (full lines) calculated by decreasing the abundances of carbon and nitrogen: $\Delta n_C = -0.6$ dex and $\Delta n_N = -0.5$ dex. The thick line is the 9.50 Myr isochrone. Crosses represent observational error bars in effective temperature and luminosity (Table 1) for the primary (P) component (left) and for the secondary (S) component (right) of RS Cha. The lower right panel shows the constraints on the radii of both stars when the photospheric measure of the effective temperature ratio of Clausen & Nordstrom (1980) is taken into account. Crosses represent the error bars in radii and temperature ratio for both stars. Each line in the hatched area represents the allowed values of R for a given value of T_P/T_S .

6. RS Cha: a binary system of pulsating PMS stars

6.1. Observations of delta-scuti type pulsations

Many authors (Andersen 1975; McInally & Austin 1977; Palla & Stahler 2001) have discussed the possibility of the presence of oscillations in one of the components of RS Cha but reported no direct observations of these oscillations. Andersen (1975) mentioned hints of variability in the residuals from the observed radial velocity curve of the primary but could not be more conclusive with the data at his disposal. Marconi & Palla (1998) calculated the theoretical location of the instability strip of PMS stars in the HR diagram for radial modes. Palla & Stahler (2001) located RS Cha in the HR diagram and found that the secondary component lies inside the instability strip and ought to be a PMS δ Scuti star. The primary component was found outside but near the left of the instability strip for the fundamental radial mode which cannot exclude that the star is pulsating in radial overtones and/or nonradial modes.

Finally, using our data, we have recently show, that **both** components of RS Cha are probably pulsating (paper I). We have pointed out temporal variations in the residuals from radial velocity curves of both stars. These variations may be periodic with periods around one hour. We therefore ascribed them to δ Scuti type oscillations.

Unfortunately our data were not accurate enough and did not cover sufficient time to determine precisely the periods. However we can wonder whether the period around one hour found in our data belongs to the period range of the excited modes that can be expected theoretically.

6.2. Theoretical oscillation modes and periods

Theoretical periods of pulsation modes of both components of RS Cha were calculated using Dupret's code MAD (Dupret et al. 2005). This nonadiabatic code includes a time-dependent interaction between pulsation and turbulent convection (Grigahcène et al. 2005). The blue and red edges of the instability strip are accurately determined with this code for radial and non-radial modes of MS and PMS stars (Dupret et al. 2005; Grigahcène et al. 2006).

The stellar parameters of the selected models for RS Cha components are those resulting from our calibration (see Sec. 5).

In paper I, it was shown that the system is synchronized and the orbital period of the system has been determined accurately; we therefore know the rotational period of both stars: $P_{\text{rot}} = 1.67$ d. For simplicity we assume a uniform rotation with the surface angular velocity $\Omega = 2\pi/P_{\text{rot}}$. This enables us

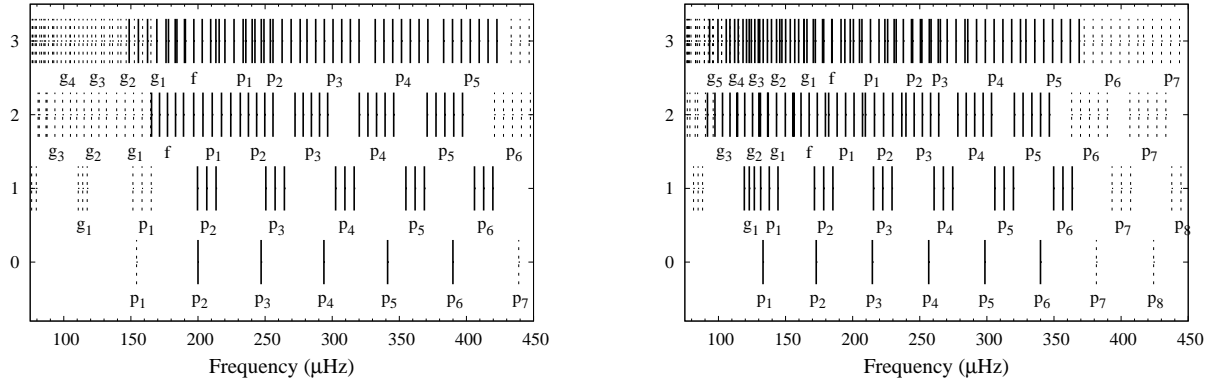


Fig. 9. Theoretical frequencies of pulsation modes obtained with non-adiabatic calculations, for the primary (left) and the secondary (right) stars. Each bar represents one mode as a function of its frequency (in μHz) and its degree ℓ (vertical direction). Dashed bars represent stable modes and solid bars unstable modes. Label p is for p mode and label g for g mode. Numbering of the label p and g refers to the radial order of the mode.

to compute the rotational splitting for each mode, according to the first order perturbation theory (Ledoux 1958)

$$\nu_{nlm} = m\Omega(1 - C_{n\ell}) \quad (2)$$

in the observer reference frame. $C_{n\ell}$ is the Ledoux constant. These $m \neq 0$ components of the multiplets are included in the frequency set and they are assumed stable or unstable according to the same status of the associated $m = 0$ mode.

Fig. 9 shows the frequency interval over which modes are unstable and therefore expected to be detected. Comparison between the plots of each component illustrates a well known result for δ Scuti like pulsations: unstable modes have higher frequencies and radial order towards the blue side of the instability strip (here the primary component).

We find that the periods of excited modes are around one hour for both stars (those of the secondary are a little longer than in the primary). On one hand, this supports the conclusion that the observed period corresponds to a low order pressure mode of delta-Scuti type and on the other hand this shows that our models are not too far from reality.

In Sect. 4.1.1., we have seen that including convective core overshoot does not change the location of the RS Cha models in the HR diagram, indicating that the structures of the models are not too affected when considering these photometric observables. We now consider the effect of including overshoot on the frequencies of each component of the system separately as an indication of the efficiency of the seismic diagnostic ability of RS Cha system.

For each component of RS Cha, we compare the frequencies for each mode $n\ell$ computed from two models which differ by the value of the overshoot parameter: one model has no overshoot $d_{ov} = 0$ and the other one is computed assuming $d_{ov} = 0.2H_p$. These models selected for comparison have the same mass and are located quite close to each other in the HR diagram. Fig.10 shows frequency differences

$$\nu_{n,\ell}^{(ov)} - \nu_{n,\ell}^{(noov)} \frac{\nu_{1,0}^{(ov)}}{\nu_{1,0}^{(noov)}} \quad (3)$$

as a function of $\nu_{n,\ell}^{(noov)}$. Frequencies $\nu_{n,\ell}^{(ov)}$ refer to frequencies for each oscillation mode (n, ℓ) computed from the stellar model with convective core overshoot and $\nu_{n,\ell}^{(noov)}$ those for the stellar model computed assuming no convective core overshoot. The ratio $\frac{\nu_{1,0}^{(ov)}}{\nu_{1,0}^{(noov)}}$ is a scaling factor which corrects for the fact that the models with and without overshoot do not have the same radius.

Differences at high frequency for the secondary arise because the selected models with and without overshoot for this component have not quite the same radius and this is not completely corrected by the scaling $\nu_{1,0}^{(ov)} / \nu_{1,0}^{(noov)}$. On the other hand at low frequency, differences are large for the primary as the models that have been chosen for comparison have the same radius but not the same evolutionary status. Fig.10 indicates that large frequency differences arise for modes that are in the unstable range for both stars and if detected could be quite discriminant.

7. Conclusions

In this paper, we carried out a stellar modelling of a binary system whose physical parameters such as mass, radius, luminosity and effective temperature are well constrained by observations. The RS Cha system is composed of two similar intermediate mass stars in a PMS stage of evolution quite close to the ZAMS at the onset of CNO burning. Assuming that both stars have the same chemical composition, a first modelling using the spectroscopically determined iron abundance for this system and assuming solar abundance ratios could not satisfy the observational constraints simultaneously for both stars.

To obtain a consistent modelling of both stars, we investigate the sensitivity of the models in the evolutionary stage of the RS Cha system - at the end of the PMS phase - to various uncertainties in the modelling, including uncertainties in the input physics and initial abundances. We found that the stellar structure is only weakly sensitive to uncertainties in the stellar physical description.

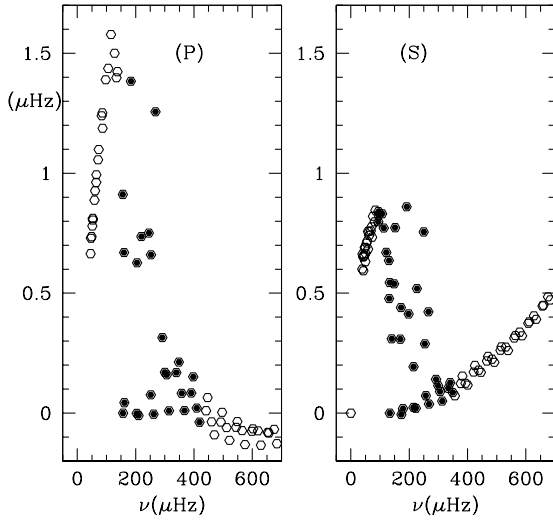


Fig. 10. Frequency differences as a function of the frequency for each oscillation mode (n, ℓ) between frequencies of one stellar model with overshoot and one without overshoot for the primary RS Cha component on the right and the secondary RS Cha component on the left. Black (resp. open) dots represent unstable (resp. stable) modes.

The calibrated models i.e. the final ones that satisfy all the observational constraints were obtained only by changing the abundance ratios of carbon and nitrogen which then are in agreement with known abundances of other young stars. Once the chemical composition is set as well as the other stellar parameters intrinsic to RS Cha stars, the error bars on the effective temperatures and luminosities, although already quite small, remain still too large to discredit the standard physical input of our stellar models. These models also satisfy the constraints on the effective temperature ratio.

We find that there is no need to include rotation in our models as they are able to reproduce the observed properties of RS Cha within their error bars. Similar conclusions are drawn by Claret (2006) in their study of EK Cep binary system. We have checked that the effects of rotation on the global parameters in the HR diagram (L, T_{eff}) estimated from the grid of rotating atmospheres of Pérez Hernández et al. (1999) for the $v \sin i$ values of the components (Table 1) are negligible with respect to the error bars.

To obtain useful constraints on the physical description in this evolutionary phase, we therefore need to find properties of stars other than the photometric and spectroscopic ones, i.e. seismic properties. The binary system RS Cha is a good example as we have recently proved that both components are pulsating. The detected variations indicate periodicities around 1 hour which we find to fall within the range of theoretically opacity driven modes with radial orders p_3 - p_4 for the primary and p_4 - p_5 for the secondary. We find that in this range the frequency spectra for both stars are regular when including modes with spherical degrees $\ell = 0, 2$, an advantage when dealing with mode identification and possible seismic inferences (Suran et al. 2001).

For a deeper study, however, more observations are needed in order to determine the seismic properties of both stars more precisely. This is not an easy task. This binary system is not resolved even with our largest telescopes. Therefore we cannot obtain separate photometric light curves; we can only observe the spectroscopic variations of the radial velocities of both stars. Obtaining modes and periods in this way requires long-term multi-site monitoring (which is in preparation).

Acknowledgements. We are very grateful to Francesco Palla for fruitful discussions and for providing us with the ages of the models computed with his FRANEC code. We warmly thank the referee for judicious remarks.

References

- Alecion, E., Catala, C., van't Veer-Menneret, C., Goupil, M.-J., & Balona, L. 2005, *A&A*, 442, 993 (paper I)
- Alexander, D. R. & Ferguson, J. W. 1994, *ApJ*, 437, 879
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Andersen, J. 1975, *A&A*, 44, 445
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., et al. 1999, *Nuclear Physics A*, 656, 3
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005b, in *ASP Conf. Ser. 336: Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25–+
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Blomme, R. 2005a, *A&A*, 431, 693
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Kiselman, D. 2004, *A&A*, 417, 751
- Bohm, T. & Catala, C. 1993, *A&AS*, 101, 629
- Böhm-Vitense, E. 1992, *Introduction to stellar astrophysics. Vol. 3 - Stellar structure and evolution* (Cambridge, England and New York, Cambridge University Press, 1992, 300 p.)
- Bouret, J.-C. & Catala, C. 1998, *A&A*, 340, 163
- Cariulo, P., Degl'Innocenti, S., & Castellani, V. 2004, *A&A*, 421, 1121
- Claret, A. 2006, *A&A*, 445, 1061
- Clausen, J. V. & Nordstrom, B. 1980, *A&A*, 83, 339
- Cowling, T. G. & Newing, R. A. 1949, *ApJ*, 109, 149
- Dafon, S., Cunha, K., & Butler, K. 2004, *ApJ*, 604, 362
- Dupret, M.-A., Grigahcène, A., Garrido, R., Gabriel, M., & Scuflaire, R. 2005, *A&A*, 435, 927
- Eddington, A. S. 1926, *The Internal Constitution of the Stars* (The Internal Constitution of the Stars, Cambridge: Cambridge University Press, 1926)
- Eggleton, P. P., Faulkner, J., & Flannery, B. P. 1973, *A&A*, 23, 325
- Grevesse, N. & Noels, A. 1993, *Origin and Evolution of the Elements*, ed. N. Prantzos, E. Langioni-flam, & M. Classe (Cambridge Univ. Press), p. 14
- Grigahcène, A., Dupret, M.-A., Gabriel, M., Garrido, R., & Scuflaire, R. 2005, *A&A*, 434, 1055
- Grigahcène, A., Dupret, M.-A., Garrido, R., Gabriel, M., & Scuflaire, R. 2006, *Communications in Asteroseismology*, 147, 69

- Iben, I. J. 1965, *ApJ*, 141, 993
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution* (Stellar Structure and Evolution, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library)
- Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
- Kurucz, R. L. 1992, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 23, 23, 45
- Ledoux, P. 1958, *Handbuch der Physik*, 51, 605
- Luhman, K. L. & Steeghs, D. 2004, *ApJ*, 609, 917
- Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 1999, *ApJ*, 516, L77
- Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 2000, *ApJ*, 544, 356
- Marconi, M. & Palla, F. 1998, *ApJ*, 507, L141
- Marques, J. P., Fernandes, J., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2004, *A&A*, 422, 239
- Mathys, G., Andrievsky, S. M., Barbuy, B., Cunha, K., & Korotin, S. A. 2002, *A&A*, 387, 890
- McInally, C. J. & Austin, R. D. 1977, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 1334, 1
- Morel, P. 1997, *A&AS*, 124, 597
- Morel, P., Provost, J., Lebreton, Y., Thévenin, F., & Berthomieu, G. 2000, *A&A*, 363, 675
- Noels, A., Grevesse, N., Magain, P., et al. 1991, *A&A*, 247, 91
- Palla, F. & Stahler, S. W. 2001, *ApJ*, 553, 299
- Pérez Hernández, F., Claret, A., Hernández, M. M., & Michel, E. 1999, *A&A*, 346, 586
- Ribas, I., Jordi, C., Torra, J., & Giménez, Á. 2000, *MNRAS*, 313, 99
- Rogers, F. J., Swenson, F. J., & Iglesias, C. A. 1996, *ApJ*, 456, 902
- Suran, M., Goupil, M., Baglin, A., Lebreton, Y., & Catala, C. 2001, *A&A*, 372, 233

ANNEXE E

Article : Catala, Alecian et al.
(2006)

The magnetic field of the pre-main sequence Herbig Ae star HD 190073 [★]

C. Catala¹, E. Alecian¹, J.-F. Donati², G.A. Wade³, J.D. Landstreet⁴, T. Böhm², J.-C. Bouret⁵, S. Bagnulo⁶, C. Folsom^{3,7}, and J. Silvester^{3,7}

¹ Observatoire de Paris, LESIA, CNRS UMR 8109, 5, place Jules Janssen, F-92195 Meudon Principal CEDEX, France

² Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

³ Dept. of Physics, Royal Military College of Canada, PO Box 17000, Stn Forces, Kingston, Canada K7K 4B4

⁴ Dept. of Physics & Astronomy, University of Western Ontario, London, Canada N6A 3K7

⁵ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Traverse du Siphon, BP8-13376 Marseille Cedex 12, France

⁶ European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁷ Department of Physics, Engineering Physics, and Astronomy, Queen's University, Kingston, ON K7L 3N6, Canada

Received , accepted

ABSTRACT

Context. The general context of this paper is the study of magnetic fields in the pre-main sequence intermediate mass Herbig Ae/Be stars. Magnetic fields are likely to play an important role in pre-main sequence evolution at these masses, in particular in controlling the gains and losses of stellar angular momentum.

Aims. The particular aim of this paper is to announce the detection of a structured magnetic field in the Herbig Ae star HD 190073, and to discuss various scenarii for the geometry of the star, its environment and its magnetic field.

Methods. We have used the ESPaDOs spectropolarimeter at CFHT in 2005 and 2006 to obtain high-resolution, high signal-to-noise circular polarization spectra which demonstrate unambiguously the presence of a magnetic field in the photosphere of this star.

Results. Nine circular polarization spectra were obtained, each one showing a clear Zeeman signature. This signature is suggestive of a magnetic field structured on large scales. The signature, which corresponds to a longitudinal magnetic field of 74 ± 10 G, does not vary detectably on a one-year timeframe, indicating either an azimuthally symmetric field, a zero inclination angle between the rotation axis and the line of sight, or a very long rotation period. The optical spectrum of HD 190073 exhibits a large number of emission lines. We discuss the formation of these emission lines in the framework of a model involving a turbulent heated region at the base of the stellar wind, possibly powered by magnetic accretion.

Conclusions. This magnetic detection contributes an important new observational discovery which will aid our understanding of stellar magnetism at intermediate masses.

Key words. Stars: activity, Stars: magnetic fields, Stars: rotation, Techniques: spectroscopic

1. Introduction

Magnetic fields can have a strong impact on pre-main sequence (PMS) evolution. In particular, the role of magnetic fields in the evolution of angular momentum during the PMS phase can be crucial, both by amplifying the angular momentum losses through stellar winds, and by coupling the stars with the massive accretion disks present around a large fraction of them. Magnetic fields are probably also important for evacuating angular momentum from the disks themselves in very early

phases of star formation, impacting the initial conditions for pre-main sequence evolution.

In the case of the low mass PMS stars, the T Tauri stars, stellar magnetic fields are believed to channel the accretion flow toward the star's surface along magnetic lines, and to control the accretion disk structure in this magnetospheric accretion region (Königl 1991, Paatz & Camenzind 1996). The topology of this channelled accretion depends strongly on the magnetic field structure and the tilt angle between rotation and magnetic axis (Romanova et al. 2003). While evidence has been accumulated recently that a large fraction of the intermediate mass PMS stars, the Herbig Ae/Be stars, also host massive accretion disks (Grady 2005), the magnetospheric accretion scenario has not been investigated in detail in their case.

The search for magnetic fields in the Herbig Ae/Be stars and, if they exist, the detailed analysis of their strength and

Send offprint requests to: C. Catala (claude.catala@obspm.fr)

[★] Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii

topology, are necessary steps in the study of PMS evolution and the interplay between the stars, their accretion phenomena and their winds.

Another fundamental reason for investigating magnetic fields in Herbig stars is related to our understanding of the strong globally-ordered magnetic fields observed in the chemically peculiar A and B stars (Ap/Bp stars). The most common interpretation, known as the primordial fossil field hypothesis, involves a magnification of interstellar magnetic field swept up during the process of star formation (Mestel 2001, Moss 2001). In this hypothesis, we expect to observe a fraction of the Herbig Ae/Be stars which also host globally-ordered magnetic fields, representing the progenitors of the magnetic Ap/Bp stars.

Most Herbig Ae/Be stars show conspicuous signs of winds and activity. These active phenomena have often been assumed to be magnetic (Praderie et al. 1986, Catala et al. 1999), but no direct nor indisputable proof of this magnetic origin has been presented so far.

Spectropolarimetric observations have recently provided some new insight into the problem of magnetic fields of Herbig Ae/Be stars. After the pioneering measurement of an effective longitudinal field of about 50 G in HD 104237 by Donati et al. (1997), using the UCLES spectrograph on the AAT, equipped with the visitor SemelPol polarimeter, Hubrig et al. (2004) announced the discovery of a magnetic field in the Herbig Ae star HD 139614, as well as 2 other marginal detections, using FORS1 in polarimetric mode on the VLT. This result was not confirmed by more recent, higher S/N ratio observations with the ESPaDOnS spectropolarimeter at CFHT, which on the other hand provided clear magnetic detections for the Herbig Ae stars V380 Ori and HD 72106A (Wade et al. 2005). These authors also report the detection of a field in HD 101412, using FORS1 on the VLT.

Our knowledge of magnetic fields in Herbig stars is evolving rapidly. This paper constitutes another step in that direction, by presenting results of spectropolarimetric observations of one more Herbig star, HD 190073. This early-type star (A2IIIe-B9IVep+sh, Pogodin et al. 2005) with many emission lines in its visible spectrum has been recently shown to be a young Herbig Ae/Be star (Cidale et al. 2000, de Winter et al. 2001). Its spectral energy distribution in the infrared, as well as its $9.7\ \mu\text{m}$ silicate feature, are very similar to those of well-known Herbig stars (Malfait et al. 1998, Chen et al. 2000). Its remarkably low projected rotational velocity ($v \sin i = 9\ \text{km s}^{-1}$, Acke & Waelkens 2004) is rather unusual among Herbig Ae/Be stars, and can be indicative of either a very slow rotation, or a very small inclination of the rotation axis with respect to the line of sight. Recent interferometric observations in the infrared are best interpreted in terms of a circumstellar disk seen nearly face-on, although higher inclination angles cannot be ruled out by these observations, nor the interpretation of the interferometric visibilities as due to binarity (Eisner et al. 2004).

In Sect. 2, we present our spectropolarimetric observations and data reduction procedures. The results of our investigations are presented in Sect. 3. A conclusion is found in Sect. 4.

Table 1. Journal of ESPaDONS observations of HD 190073. The 5th column gives the S/N ratio at 600 nm per spectral bin of 0.035 nm, while the 6th column lists the S/N ratio in the deconvolved LSD Stokes V profile per velocity bin of $1.8\ \text{km s}^{-1}$. The last column lists the resulting effective longitudinal magnetic field, calculated from the LSD profile using the complete line mask, as discussed in Sect. 2 and 3.3.

Date dd/mm/yy	JD (2,453,000+)	UT	t_{exp} (s)	S/N	S/N (LSD)	B_{eff} (G)
22/05/05	512.989	11:40	3290	370	3600	$+69 \pm 15$
23/05/05	513.969	11:11	3600	250	2500	$+61 \pm 35$
24/05/05	514.960	10:59	3600	400	3950	$+68 \pm 17$
24/05/05	515.065	13:59	2400	300	3100	$+66 \pm 22$
25/05/05	515.962	11:01	3600	370	3700	$+64 \pm 16$
25/05/05	516.088	14:02	2400	290	2950	$+98 \pm 30$
19/07/05	570.916	09:51	1800	470	5300	$+70 \pm 11$
25/08/05	607.789	06:49	2000	500	5500	$+74 \pm 10$
08/06/06	895.921	10:01	2400	560	5900	$+73 \pm 10$

2. Observations and data reduction

We used the ESPaDOnS spectropolarimeter, recently installed on the 3.6m Canada-France-Hawaii Telescope (Donati et al. 2006, in preparation), during 3 observing runs in 2005 partly devoted to Herbig Ae/Be stars. Table 1 presents the log of the observations.

The data were obtained in the polarimetric configuration of ESPaDOnS, yielding a spectral resolution of 65,000. All spectra were recorded as sequences of 4 individual subexposures taken in different configurations of the polarimeter, in order to yield a full circular polarization analysis, as described in Donati et al. (1997) and Donati et al. (2006, in preparation). No linear polarization analysis was performed. The data were reduced with the automatic reduction package "Libre-ESPRIT" installed at CFHT (Donati et al. 1997, Donati et al. 2006 in preparation). Stokes I and Stokes V spectra are obtained by proper combinations of the 4 subexposures, while check spectra, labelled N spectra, are calculated by combining the subexposures in such a way to yield a null signal, that can be used to verify the reality of the signal measured in Stokes V .

The data of May 2005 are affected by a 1.3 mag loss compared to the other data presented here. This problem, which was due to damage to the external jacket of optical fibres, was fixed prior to the July run.

We subsequently applied the Least-Square Deconvolution (LSD) method described in Donati et al. (1997) to construct average photospheric profiles of both the I and V Stokes parameters. The LSD technique builds the average photospheric line profile by deconvolving the observed spectrum (both in I and V Stokes parameters, as well as for the null N spectrum) from a line mask including all lines present in a synthetic spectrum of the star. The line mask was computed using a Kurucz Atlas 9 model with effective temperature, surface gravity and metallicity appropriate for HD 190073, as described in Table 2. In the deconvolution procedure, each line is weighted by the product of its S/N ratio in the observed spectrum, its depth in the unbroadened Kurucz model, and its magnetic Landé factor. Hydrogen Balmer lines, strong He I lines, strong resonance lines, the Ca II IR triplet lines, as well as lines for which the magnetic Landé factor cannot be computed, were excluded from the mask, which otherwise contains all other lines whose

depth in the model relative to the continuum is larger than 0.1. In addition to this main line mask, we also constructed a sub-mask containing only lines whose relative depth in the Kurucz model is comprised between 0.1 and 0.4. We shall see later (Sect. 3.2) that these shallow lines have no or only very weak emission components, and this mask will therefore be used to study the purely photospheric contribution to the spectrum. The complete mask contains 1,400 lines in the ESPaDOnS spectral domain, while the shallow-line mask has 1,000 lines.

The LSD average line profiles were computed on a velocity grid with a 1.8 km s^{-1} sampling. The resulting relative noise in the LSD V Stokes profiles is given in the 6th column of Table 1.

Finally, both non-magnetic and magnetic standard stars were observed with ESPaDOnS, allowing us to verify the nominal behaviour of the instrument (see Donati et al. 2006, in preparation, for details).

3. Results

3.1. Fundamental parameters of HD 190073

The effective temperature and surface gravity of HD 190073 were taken from Acke & Waelkens (2004), as $T_{\text{eff}} = 9,250 \text{ K}$ and $\log g = 3.5$ (cf Table 2). The determination of its bolometric luminosity is made difficult by the fact that the Hipparcos parallax has a large error bar (Van den Ancker et al. 1998). Acke et al. (2005) adopt $\log(L/L_{\odot}) = 1.92$, which is compatible with the lower limit of 1.80 determined by Van den Ancker et al. (1998). In this paper, we shall adopt the same value as Acke et al. (2005), and a ± 0.12 error bar to account for these difficulties.

We compared the location of HD 190073 in the HR diagramme to theoretical evolutionary tracks computed with the CESAM code (Morel 1997). This location is shown in Fig. 1, where evolutionary tracks for masses between 2 and $3.5 M_{\odot}$, and isochrones from 0 to 2 Myrs are shown. We assumed that PMS evolution started on the birthline in the HR diagramme, as defined by Palla & Stahler (1990). Stellar ages are counted on each track using the birthline as time origin. Comparison of the location of HD 190073 in the HR diagramme with evolutionary tracks and isochrones yields estimates of its mass ($2.85 M_{\odot}$) and age (1.2 Myrs), and the corresponding CESAM models can be used to estimate its radius, $R = 3.6 R_{\odot}$. The mass and radius of HD 190073 derived in this way yield a surface gravity $\log g = 3.7$, to be compared to the value $\log g = 3.5$ derived by Acke & Waelkens (2004) from spectroscopy.

As described in Sect. 3.2, the spectrum of HD 190073 is characterized by the presence of numerous emission lines, on which photospheric absorption lines are superimposed. When performing the LSD deconvolution to determine the average line profile, in addition to the normal line mask, we also used the sub-mask described in the previous section, containing only shallow lines with no or moderate emission, in order to study the photospheric line profiles without being perturbed by emission. Figure 2 shows the average line profiles computed with both masks, using the spectrum recorded in August 2005. We fitted this profile both with a simple gaussian and with the

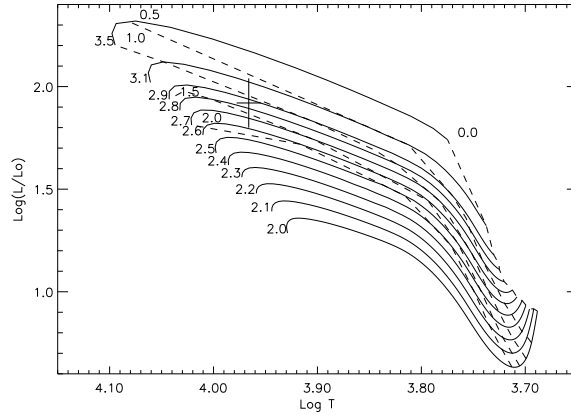


Fig. 1. The location of HD 190073 in the HR diagramme and the corresponding error bar are shown as a cross. Evolutionary tracks computed by CESAM are depicted in full lines and labelled by their masses. Isochrones are shown as dashed lines and labelled in Myrs. Pre-main sequence evolutionary tracks start on the birthline and ages are counted using the birthline as time origin.

convolution of a gaussian and a rotation profile, calculated following Gray (1992). In the second case, the gaussian involved in the convolution included contributions from instrument broadening, thermal broadening, and turbulence. We used an instrument broadening corresponding to a resolving power $R = 65,000$, adequate for ESPaDOnS, and a turbulent velocity of 2 km s^{-1} .

Both types of fit are shown in Fig. 2. The gaussian best fit yields a total line FWHM of 12.4 km s^{-1} , corresponding to a total turbulent velocity v_{turb} of 6.8 km s^{-1} when instrumental broadening is taken into account (v_{turb} is defined throughout the paper as yielding a gaussian broadening proportional to $\exp[-v^2/v_{\text{turb}}^2]$). The gaussian+rotation fit implies a projected rotation velocity of 8.6 km s^{-1} . We argue that both solutions are equally compatible with the data.

We note however that even the LSD profile constructed with the shallow-line mask includes some lines with a significant emission component, as well as lines where the photospheric absorption is filled-in by some emission, which can perturb the analysis of the line broadening. We therefore examined in detail a few lines which appear purely photospheric with no emission at all. The best examples of such lines are the O I lines near 616 nm. In Fig. 3, we compare the profile of these lines with Kurucz Atlas 9 synthetic spectra, computed assuming the effective temperature and surface gravity listed in Table 2, and using detailed chemical abundances as determined by Acke & Waelkens (2004). We computed two different series of Kurucz spectra: the first one includes a microturbulent velocity of 2 km s^{-1} , an instrumental broadening corresponding to the spectral resolution of ESPaDOnS, and a rotational broadening left as a fitting variable; the second series of Kurucz spectra includes no rotation, a microturbulent velocity of 2 km s^{-1} , and an isotropic macro-turbulent velocity left as a free variable. We find that the O I lines can equally well be fitted either by a rotating model with $v \sin i = 8.6 \text{ km s}^{-1}$ and no macro-tur-

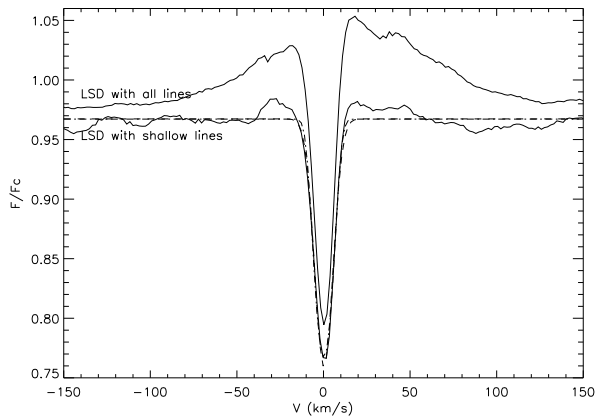


Fig. 2. The LSD average line profile of HD 190073 in August 2005. Average line profiles computed with both types of line masks described in the text are shown. The dashed line shows the gaussian + rotation fit to the profile, while the dashed-dotted line corresponds to the purely gaussian fit. Both models yield almost identical profiles.

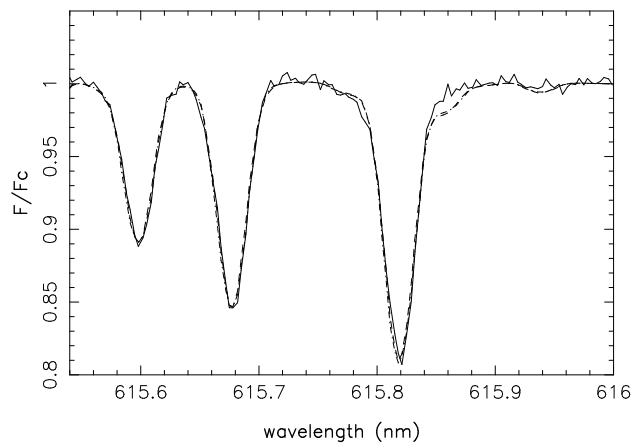


Fig. 3. The spectral region of the photospheric O I lines in August 2005. The solid line represents the observed profile, while the dashed line corresponds to the model with no rotation and a macroturbulent velocity of 6 km s^{-1} , and the dashed-dotted line to a model with no macroturbulence and a projected rotation velocity of 8.6 km s^{-1} . Both models yield almost identical profiles.

lence, or by a model including a macroturbulent velocity of 6.0 km s^{-1} and no rotation. Appropriate combinations of rotation and macroturbulence with intermediate values would of course fit the data as well.

We conclude from the above analysis that both rotating and macroturbulent models can equally reproduce the O I line profiles. This conclusion and the derived values of the projected rotation and macroturbulent velocities are in fair agreement with those derived from the analysis of the LSD profile. The examination of other lines in the spectrum led us to similar conclusions. Therefore, the projected rotation velocity can be anywhere between 0 and 8.6 km s^{-1} , while the macroturbulent velocity can range from 0 to 6.0 km s^{-1} . Although such high macroturbulent velocities may be surprising in an early A-

type star like HD 190073, we note that significant photospheric turbulent velocities have been reported for main sequence A-type stars up to spectral type A0 (Landstreet 1998). LTE atmospheres are unstable to convection up to about $T_{\text{eff}}=10,000 \text{ K}$, due to the high opacity of excited and partly ionized hydrogen. Although this convection, which carries negligible heat, has no effect on the atmospheric structure, it still occurs and may result in photospheric turbulent velocity fields. In addition, accretion and mass loss, processes which are known to occur in very young stars like HD 190073, may also lead to additional photospheric turbulence. Hence the possibility of having photospheric turbulent velocities as high as 6 km s^{-1} in this star should be considered seriously.

We also attempted to use the Fourier transform of line profiles to disentangle turbulent velocity from rotation, following Reiners & Schmitt (2003). We calculated the Fourier transform of the LSD average profile, as well as that of individual unblended photospheric lines, such as the O I lines discussed earlier. Unfortunately, we find that $v \sin i$ values lower than 9 km s^{-1} cannot be distinguished by this method, either with the LSD profile or with individual profiles, even with the high signal to noise ratio of our data.

All derived fundamental parameters are summarized in Table 2.

3.2. Unpolarized spectrum

We repeatedly observed the Herbig Ae star HD 190073 with ESPaDOnS between May 2005 and June 2006. The star was observed up to twice a night for 4 consecutive nights in May, then additional isolated spectra were obtained in July and August 2005 and in June 2006 (see Table 1 for the log of observations). This observing strategy allows us to assess variability on a daily, monthly and yearly basis. The spectroscopic behaviour of HD 190073 was thoroughly studied by Pogodin et al. (2005), and we basically confirm their findings with our new observations.

The optical spectrum of HD 190073 is globally that of a star with $T_{\text{eff}}=9,250 \text{ K}$ and $\log g=3.5$, including a large number of emission lines. As a matter of fact, we find that many lines of ions such as Ca I, Ca II, Fe I, Fe II, Ti II, Si II, Sc II, Cr II, present in the Atlas 9 Kurucz synthetic spectrum adequate for HD 190073, having an intrinsic depth larger than 0.4 (i.e. the depth of the line in the synthetic spectrum in the absence of any broadening) exhibit emission in HD 190073.

All of these emission lines are superimposed on narrow absorption lines, with a width similar to that of the photospheric lines with no emission. The absorption lines and the absorption components overlapping the emission lines are in good agreement with the Kurucz synthetic spectrum. We therefore consider that these absorptions are of photospheric origin rather than due to a shell as discussed in Pogodin et al. (2005). The detailed analysis of Acke & Waelkens (2004) indicates chemical abundances pretty close to solar, and our own synthesis using these abundances is in very good agreement with our observations, as shown for example by the fit of the O I lines in

Table 2. Fundamental parameters of HD 190073. See text for the range of $v \sin i$ and v_{macro} values.

T_{eff} (K)	$\log g$ (cm s^{-2})	$\text{Log}(L/L_{\odot})$	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}	age (Myr)	$v \sin i$ (km s^{-1})	v_{macro} (km s^{-1})	v_{rad} (km s^{-1})
$9,250 \pm 250$	3.5 ± 0.5	1.92 ± 0.12	2.85 ± 0.25	3.6 ± 0.5	1.2 ± 0.6	$0 - 8.6$	$0 - 6.0$	0.21 ± 0.1

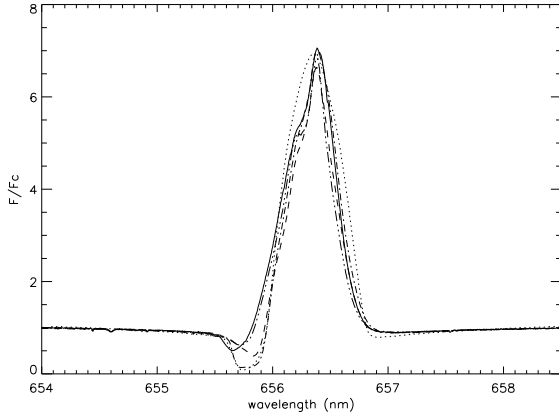
**Fig. 5.** The $H\alpha$ P Cygni line profile of HD 190073 May 2005 (full line), July 2005 (dashed line), August 2005 (dashed-dotted line) and June 2006 (dashed-dot-dot-dotted line). Note the strong variation of the absorption component on a monthly basis, while the emission is only moderately variable. The computed profile fitted to the August 2005 data is shown as a dotted line.

Fig. 3. This star therefore does not show the usual strong chemical peculiarities of Ap stars.

The emission components themselves have the same width all across the spectrum, equal to $65 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$ (FWHM). The intensity of these emission lines exhibits some moderate variability, of the order of a couple of percent in the one-year timeframe of our observations, while keeping the same shape and width. We also note that the emission lines have a centroid significantly redward of the absorption components that are superimposed on them, with a velocity variable between 4 and 19 km s^{-1} , in an irregular manner from one epoch to another. Figure 4 shows an extract of the optical spectrum of HD 190073, compared to a Kurucz synthetic spectrum.

We also confirm the presence of strong P Cygni profiles at $H\alpha$ and other hydrogen Balmer lines, with a strong monthly variability: between May and August 2005, although the red emission of these profiles remains moderately variable, we see a strong increase in the blueward absorption component. By June 2006, the absorption component of $H\alpha$ has come back to its shape of May 2005. In contrast to this strong variability, the $H\alpha$ emission component shows only moderate variations. This variability is shown in Fig. 5.

The most natural interpretation of the $H\alpha$ P Cygni profile of HD 190073 involves a stellar wind. We have tentatively modelled this profile with a spherically symmetric wind model, similar to that of Bouret & Catala (1998). This model includes a heated region at the base of the wind, surrounded by a cooler wind extending up to several tens of stellar radii. The coupled radiative transfer and statistical equilibrium equations for the

hydrogen atom were solved in the comoving frame of the flow, using the Equivalent Two-Level Approach (ETLA) introduced by Mihalas & Kunasz (1978) and used in Bouret & Catala (1998). We find that the $H\alpha$ P Cygni profile observed in August 2005 can be satisfactorily modelled with a wind having a mass loss rate \dot{M} of $1.4 \pm 0.3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and a terminal velocity of $290 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. The temperature of the model in the heated region at the base of the wind reaches 18,000 K, although we cannot constrain it tightly with the $H\alpha$ profile. The $H\alpha$ line profile computed with this model is shown in Fig. 5. It fits the August 2005 observed profile reasonably well. We have not attempted to model the strong variability of the observed absorption component, which is presumably due to the presence of structures in the wind appearing on the line of sight. On the other hand, the global properties of the wind, e.g. the mass loss rate, remain constant, producing a more or less stable emission component for this line (see Bouret & Catala 1998, for a more detailed discussion). Note finally that the estimate of the mass loss rate given above assumes that all of the $H\alpha$ emission originates from the wind. While the existence of a stellar wind is clearly demonstrated by the P Cygni profile at $H\alpha$, other processes, such as emission from hot regions above the photosphere can contribute to this emission (see below), so that our estimate of \dot{M} should be considered as an upper limit.

Quite in contrast with the $H\alpha$ line, the Ca II K & H lines in our spectra do not show conspicuous variability in our one year timeframe, and are even very similar to the profiles presented by Pogodin et al. (2005), observed from 1994 to 2000.

3.3. Magnetic field

We detected a conspicuous Stokes V signature in HD 190073, at all epochs in 2005 and 2006. This signature in V/I has an amplitude of about 1×10^{-3} , and is presented in Fig. 6. The shape of this Stokes V signature is very simple, and indicates a globally structured magnetic field. The observed signature remains remarkably constant in all our observations from May 2005 to June 2006, and can be translated to an effective longitudinal magnetic field B_{eff} of $+74 \pm 10 \text{ G}$, as measured on the August 2005 spectrum, using the approach described in Eq. 5 of Donati et al. (1997). The $\pm 10 \text{ G}$ error bar is calculated from the noise level of the August 2005 LSD Stokes V profile, and the effective longitudinal magnetic fields measured from the other spectra of HD 190073 are in agreement with this value within the combined error bars. All B_{eff} measurements are compiled in Table 1.

We also calculated the standard deviation of the Stokes V profile in time, for each velocity bin across the profile. We found it to be independent of velocity, with a value of the order of $2 - 3 \times 10^{-4}$, and with no noticeable feature at the location of the stellar line. This measured standard deviation in time is

of the expected order of magnitude if there is no variation of the Stokes V signature, considering the S/N ratio in the LSD Stokes V profiles listed in Table 1. We also noted that the standard deviation of the null N profile has the same value as that of the Stokes V profile. This stable Stokes V signature implicitly requires a large scale magnetic field which is intrinsically stable on the timescale of our observations, i.e. over one year.

Finally, the Stokes V signature is detected on the LSD profiles calculated with both the full line mask and the shallow-line mask, with a very similar shape and intensity.

A first magnetic detection was reported long ago by Babcock (1958), which yielded an effective longitudinal magnetic field of +270 G for neutral species, while ionized species yielded a null magnetic field, and the Ca II H&K lines indicated -270 G. The large uncertainties in these earlier measurements, as re-analyzed by Preston (1969), imply that Babcock's results must be taken as simply hinting at the presence of a magnetic field rather than as a firm detection. This detection was not confirmed by Glagolevskij & Chountonov (1998). Very recently, Hubrig et al. (2006), based on data obtained with the FORS1 instrument on the VLT, have reported a weak circular polarization signal in the Ca II H&K lines, yielding an effective longitudinal magnetic field of the same order as the one we detect here on metallic lines.

We have tried to recover Babcock's result, by performing LSD analysis separately on lines of neutral and ionized species. We detect a clear Stokes V signature in both cases, with no significant difference between them, nor compared to the Stokes V signature calculated with all lines. We therefore do not confirm Babcock's results, either for the amplitude of the field, which is nearly 4 times weaker in our case, or for the difference between lines of neutral and ionized species. In addition, we see no Stokes V signal in the Ca II H&K lines, but the S/N ratio of our spectra is low in that spectral region, resulting in a noise level of the order of 7×10^{-3} in Stokes V per spectral bin of 0.0025 nm, which would not allow us to detect as weak a signal as seen in the LSD average, nor the level of signal reported by Hubrig et al. (2006).

The absence of variability of the magnetic signature in the course of one year can be interpreted in three different ways. Either the star is seen pole-on, and therefore whatever the magnetic configuration, the distribution of longitudinal field remains always the same; or the star is seen with an arbitrary inclination, but the magnetic field is symmetric about the rotation axis; or finally, the star and its magnetic field are in no particular configuration, but the rotation period is long enough compared to the one-year time span of our observations that no variation of the Stokes V or I profiles can be detected; a combination of the three interpretations is of course possible as well. Our estimate of $v \sin i$, which can be anything between 0 and 8.6 km s^{-1} is compatible with all three hypotheses.

A significant ambiguity about the rotation and its inclination angle has been discussed in the literature, in order to interpret the very low $v \sin i$: the star was assumed to be either rotating very slowly intrinsically, or to be seen pole-on. We note that there is no consensus about this issue: while some authors prefer the intermediate inclination hypothesis on various and disputable theoretical grounds (Cuttela & Ringuelet

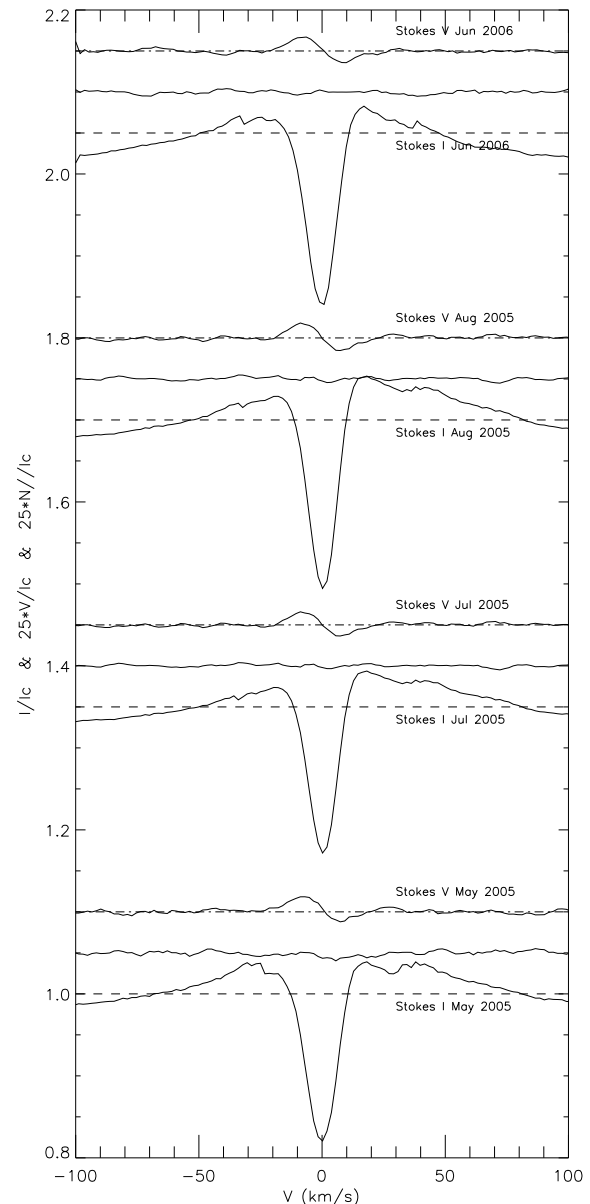


Fig. 6. LSD unpolarised and circularly polarised profiles of HD 190073, at various epochs in 2005 and 2006. All LSD profiles are calculated with the mask including all photospheric lines. Spectra are shifted for display purposes. The thin curves appearing between the Stokes I and V profiles are the "null" spectra calculated as described in Sect. 2. The Stokes V profiles and the null N profiles are expanded by a factor 25. The profile labelled "May 2005" is that of May 24, 10:59 UT. All spectra are in the heliocentric restframe.

1990, Pogodin et al. 2005), recent interferometric observations in the infrared may argue in favour of a face-on configuration for the extended circumstellar disk of HD 190073, implying a pole-on configuration for the star (Eisner et al. 2004).

In order to help resolve the ambiguity about the rotation of HD 190073, we searched for potential photometric variability of that star in the Hipparcos database. We find that the Hipparcos H_p magnitude of HD 190073 shows a scatter typically of the order of 0.02 mag on a daily time scale, with sporadic intervals where the daily scatter reaches 0.05 mag. This scatter is significantly larger than the usual error bar associated with Hipparcos H_p measurements, so we conclude that it must be due to intrinsic short term variability of the star. On the other hand, such a large short-term scatter does not allow us to detect longer term periodicity in the photometry that could be linked to rotation, although some hints exist for possible periodicities around 5.5 days and 22.3 days, but with amplitudes that are lower than the daily scatter of the data. These results are therefore ambiguous, and no conclusion can be drawn about the rotation period of HD 190073.

3.4. Discussion

We now discuss the nature of the wind, circumstellar environment and magnetic field of HD 190073 in the light of our observational results.

First, we have seen in Sect. 3.2 that the $H\alpha$ line profile can be naturally explained by the presence of a stellar wind, with a mass loss rate of the order of $1.4 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, including a heated region at the base of the wind.

A basic question concerns the origin of the numerous emission lines. Because they all correspond to lines normally expected in the photosphere, they must be formed in a region where the density is not very different from that of the photosphere, otherwise the emission spectrum would show much more important differences with the photospheric absorption spectrum, in particular we would certainly see emission lines with no photospheric absorption counterpart, and conversely there would be many more strong photospheric absorption lines showing no emission.

The very rich emission spectrum of HD 190073, including all lines deeper than 0.4 in the photospheric line mask, indicates that the electron density of the heated region responsible for these emission lines is probably high, comparable to photospheric densities for this effective temperature and surface gravity, i.e. in the range $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. The temperature of this region must be significantly in excess of the effective temperature of the star, i.e. typically in the range 15,000 – 20,000 K. These very rough estimates of the physical conditions in the heated region need to be verified and improved by a full non-LTE modelling of the formation of all observed spectral lines, which is outside of the scope of the present paper.

One possible assumption is that these emission lines are formed in a heated region located deep at the base of the wind, where such physical conditions could be met. We note that Cuttela & Ringuet (1990) suggest that a heated region is indeed present at the base of the wind, an assumption which is also supported by our tentative modelling of the $H\alpha$ line. In this heated region at the base of the wind, which does not necessarily cover the whole stellar surface, the source function in spectral lines is increased compared to the rest of the atmosphere.

Lines that are strong enough to be formed in this heated region at the base of the wind have a contribution in emission, as well as a contribution in absorption from the rest of the stellar surface. Weaker lines, which are formed deeper in the atmosphere, have no contribution from the heated region, presumably located too high above the star's surface. A heated region at the base of the wind has been frequently invoked to explain a few strong emission lines and lines of superionized species in the spectra of several Herbig Ae/Be stars (Catala & Talavera 1984, Catala 1988, Bouret & Catala 1998). In the case of HD 190073, where a much larger number of lines are seen in emission, the heated region just needs to be of higher density than in these other less extreme cases.

In order to produce symmetric emission lines as observed, the heated region must have a negligible velocity gradient. This is possible if the wind acceleration is gentle in this region, then becomes steeper higher up in the wind. The width of the symmetric, more or less gaussian-shaped emission lines may be attributed to turbulent motions inside the heated region. A turbulent velocity of the order of 39 km s^{-1} would account for the observed FWHM of 65 km s^{-1} of these lines. This turbulent velocity would be supersonic in the physical conditions of this heated region ($T \approx 15,000 - 20,000 \text{ K}$). We note that supersonic turbulence has often been reported in the winds of hot stars, in particular in the case of PMS Herbig Ae/Be stars (see e.g. Bouret & Catala 1998).

Although it is attractive, one problem with the interpretation of the emission lines in terms of a heated region at the base of the wind is that we would expect the emission lines to be centered in the star's rest frame, or even blueshifted if the outflow velocity in this region is not negligible, whereas we observe instead a variable but systematic redshift of the emission lines with respect to the photospheric absorption lines. Therefore, if this interpretation is correct, a more complex velocity pattern than a simple spherically symmetric wind must be assumed to account for this behaviour.

For instance, the heated region could be related to an accretion flow channelling matter from a circumstellar disk onto the star's surface in one or several magnetic funnels, in a similar way to what has been proposed for classical T Tauri stars (Paatz & Camenzind 1996, Calvet & Gullbring 1998, Romanova et al. 2003). The shocks produced by these accretion columns may be able to heat a sufficiently large region at the star's surface to produce the observed emission lines, which require temperatures and particle densities in the range 15,000 – 20,000 K and $10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, respectively. Extrapolating the calculations of the accretion shock structure in classical T Tauri stars (Calvet & Gullbring 1998) to the case of HD 190073, we suggest that these conditions can probably be met either in the preshock region, or in the photospheric region underlying the shocks. In the first hypothesis, a strong accretion rate is needed to provide the high particle densities required for the formation of the observed emission lines: still extrapolating the results of Calvet & Gullbring (1998), and assuming a filling factor of the order of 1% for the shocked regions at the star's surface, we find that accretion rates of several $10^{-7} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ are needed. In the second hypothesis, weaker accretion rates would probably be sufficient, although a full modelling of the photosphere perturbed

by the shock, which is beyond the scope of this paper, would be necessary to study this issue.

Although the above interpretation of the line emission components is attractive, their width and their small variable redshift with respect to the absorption components remain to be explained. We may speculate that the kinetic energy of the accretion flow in the preshock region is partially transformed into turbulent energy, through flow instabilities, in order to explain the width of the emission components. On the other hand, the material being almost free falling in the preshock region, we would expect a much larger redshift than observed for the emission components, unless the angle between the accretion flow and the line of sight is systematically close to 90° . For instance, a simple configuration with an inclination angle $i \approx 0^\circ$ for the star's rotation axis (star seen pole-on) and an angle $\beta \approx 90^\circ$ between the rotation axis and the axis of a dipolar magnetic field, with matter being accreted onto the magnetic poles, would be compatible with the low $v \sin i$ and the width and redshift of the emission components if they are formed in the preshock region.

Detailed modelling of accretion flows in intermediate mass PMS stars, analogous to the work of Calvet & Gullbring (1998) for classical T Tauri stars, is clearly needed in the future to study these issues in more details.

Alternative scenarios can be invoked for the formation of these emission lines. One possibility is that the emission lines are formed at the surface of a circumstellar disk, and are broadened by the disk's Keplerian rotation. In this case, we expect the emission components to exhibit a characteristic double-peak shape, which may resemble the observed profiles, for some particular choice of disk parameters. A Keplerian velocity at the surface of $V_K^* = 390 \text{ km s}^{-1}$ can be derived using the mass and radius of the star previously estimated, and the observed width of the emission lines (65 km s^{-1} FWHM) implies that the inclination angle i between the disk axis and the line of sight is such that $\sin i = 0.083 \times (r_{em}/R_*)^{1/2}$, where R_* and r_{em} are respectively the stellar radius and the radius of the region of formation of the emission lines. This scenario would therefore imply that the system of HD 190073 and its disk is seen at small inclination, for reasonable values of r_{em} of a few stellar radii. The emission lines can be formed for instance by scattering of the stellar flux in an optically thin inner region of the disk, in a geometry similar to that suggested by Vink et al. (2005) for several other pre-main sequence stars. An important difficulty with this assumption, however, is that the emission lines all correspond to lines present in the photosphere, so that their region of formation in the disk must have density and temperature conditions which are not very different from those of the photosphere, as argued earlier. Such a coincidental similarity between photospheric and disk conditions is certainly unlikely. Also the systematic redshift between emission lines and photospheric absorptions remains unexplained in this scenario.

The ideas presented in this paper are clearly not sufficient to conclusively explain the formation of the observed emission components. More detailed studies would be needed to investigate the various hypothesis presented above. In particular further high quality spectropolarimetric data, and a full NLTE radiative transfer modelling of the observed lines should help us understand how these lines are formed, and constrain the con-

figuration of the star, its magnetic field and circumstellar environment.

4. Conclusion

Our discovery of a globally structured magnetic field in HD 190073, a young $2.85 M_\odot$ Herbig Ae star, contributes an important piece to the puzzle of stellar magnetism for intermediate mass stars.

Our estimate of 1.2 Myrs for its age indicates that stars less massive than $3 M_\odot$ can display significant surface magnetic fields at a very young age, in contradiction with Hubrig et al's (2000) conclusion that such stars become magnetic only after they have completed 30% of their main sequence life.

The star does not show the usual strong chemical peculiarities of Ap stars, possibly indicating that they develop on a time scale longer than 1 Myr, or that the accretion/mass loss processes that HD 190073 is currently experiencing are sufficient to disrupt their formation in the photosphere.

We were not able to constrain the geometry of HD 190073 and its magnetic field, due to the absence of variability of the polarimetric signature. Clearly a longer term investigation of this star should be undertaken.

Further spectropolarimetric monitoring of additional Herbig Ae and Be stars should also be performed, in order to detect other magnetic stars among them and to constrain their magnetic geometries and intensities. A statistical study of magnetism and rotation in pre-main sequence stars, in order to understand the evolution of magnetic fields and angular momentum during this early phase, would be of great value.

Acknowledgements. We warmly thank the CFHT staff for their efficient help during the observations. We are grateful to the referee, Dr. C.M. Johns-Krull, for his very useful comments which helped us improve this paper. GAW acknowledges support from the Academic Research Programme of the Department of National Defence (Canada). GAW and JDL acknowledge support by the Natural Sciences and Engineering Council of Canada.

References

- Acke, B., van den Ancker, M.E., Dullemond, C.P. 2005, *A&A* 436, 209
- Acke, B., Waelkens, C. 2004, *A&A* 427, 1009
- Babcock, H.W. 1958, *ApJS* 3, 141
- Bouret, J.-C., Catala, C. 1998, *A&A* 340, 163
- Calvet, N., Gullbring, E. 1998, *ApJ* 509, 802
- Catala, C., Talavera, A. 1984, *A&A* 140, 421
- Catala, C. 1988, *A&A* 193, 222
- Catala, C., et al. 1999, *A&A* 345, 884 (1999)
- Chen, P. S., Wang, X. H., He, J. H. 2000, *Ap&SS*, 271, 259
- Cidale, L., Zorec, J., Morrell, N. 2000, in *IAU Colloq.* 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser., 214, 87
- Cuttela, M., Ringuet, A.E. 1990, *MNRAS* 246, 20
- de Winter, D., van den Ancker, M. E., Maira, A., et al. 2001, *A&A*, 380, 609
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B.D., Rees, D.E., Cameron, A.C. 1997, *MNRAS* 291, 658
- Eisner, J.A., Lane, B.F., Hillenbrand, L.A., Akeson, R.L., Sargent, A.I. 2004, *ApJ* 613, 1049

- Glagolevskij, Y. V., Chountonov, G. A. 1998, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, 45, 105
- Grady, C. 2005, in *The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars*, R. Ignace and K. G. Gayley (eds), ASP Conference Series, Vol. 337, p.155
- Gray, D.F. 1992, *The observation and analysis of stellar photospheres* (Cambridge Astrophysics Series, Cambridge: Cambridge University Press, 1992, 2nd ed., ISBN 0521403200.)
- Hubrig, S., North, P., Mathys, G. 2000, *ApJ* 539, 352
- Hubrig, S., Schöller, M., Yudin, R.V. 2004, *A&A* 428, L1
- Hubrig, S., Yudin, R.V., Schöller, M., Pogodin, M.A. 2006, *A&A* 446, 1089
- Königl, A. 1991, *ApJ* 370, L39
- Landstreet, J.D. 1998, *A&A* 338, 1041
- Malfait, K., Bogaert, E., Waelkens, C. 1998, *A&A* 331, 211
- Mestel, L. 2001, *ASP Conf. Series*, vol. 205, p. 3
- Mihalas D., Kunasz P. 1978, *ApJ* 219, 635
- Moss, D. 2001, *ASP Conf. Series*, vol. 248, p. 305
- Morel, P. 1997, *A&AS* 124, 597
- Paatz, G., Camenzind, M. 1996, *A&A* 308, 77
- Palla, F., Stahler, S. 1990, *ApJ* 360, L47
- Pogodin, M., Miroshnichenko, A.S., Tarasov, A.E., et al. 2004, *A&A* 417, 715
- Pogodin, M., Franco, G.A.P., Lopes, D.F. 2005, *A&A* 438, 239
- Praderie, F., Simon, T., Catala, C., Boesgaard, A.M. 1986, *ApJ* 303, 311
- Reiners A., Schmitt J.H.M.M., 2003, *A&A* 398, 647
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Wick, J. V., Lovelace, R. V. E. 2003, *ApJ* 595, 1009
- Van den Ancker, M.E., De Winter, D., Tjin A Djie, H.R.E. 1998, *A&A* 330, 145
- Vink, J., Drew, J.E., Harries, T.J., Oudmaijer, R.D., Unruh, Y. 2005, *MNRAS* 359, 1049
- Wade, G.A., Drouin, D., Bagnulo, S., Landstreet, J.D., Mason, E., Silvester, J., Alecian, E., Böhm, T., Bouret, J.-C., Catala, C., Donati, J.-F. 2005, *A&A*, 442, L31

Bibliographie

- Abt, H. A. & Hunter, J. H. 1962, *ApJ*, 136, 381
- Abt, H. A. & Morrell, N. I. 1995, *ApJS*, 99, 135
- Acke, B. & Waelkens, C. 2004, *A&A*, 427, 1009
- Alecian, E., Catala, C., van't Veer-Menneret, C., Goupil, M.-J., & Balona, L. 2005, *A&A*, 442, 993
- Alexander, D. R. & Ferguson, J. W. 1994, *ApJ*, 437, 879
- Allain, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Bouvier, J. 1996, *A&A*, 314, 173
- Allain, S., Queloz, D., Bouvier, J., Mermilliod, J. C., & Mayor, M. 1997, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 68, 899
- Amado, P. J., Moya, A., Suárez, J. C., et al. 2004, *MNRAS*, 352, L11
- Andersen, J. 1975, *A&A*, 44, 445
- André, P., Deeney, B. D., Phillips, R. B., & Lestrade, J.-F. 1992, *ApJ*, 401, 667
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., et al. 1999, *Nuclear Physics A*, 656, 3
- Appenzeller, I. 1994, in *ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ed. P. S. Thé, M. R. Pérez, & E. P. J. van den Heuvel, 12–+
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005b, in *ASP Conf. Ser. 336 : Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25–+
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Blomme, R. 2005a, *A&A*, 431, 693
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Kiselman, D. 2004, *A&A*, 417, 751
- Ausseloos, M., Aerts, C., Lefever, K., Davis, J., & Harmanec, P. 2006, *A&A*, 455, 259
- Babcock, H. W. 1947, *ApJ*, 105, 105
- Babcock, H. W. 1958, *ApJS*, 3, 141
- Bagnulo, S., Landi degl'Innocenti, E., Landolfi, M., & Leroy, J. L. 1995, *A&A*, 295, 459

- Bagnulo, S., Landolfi, M., Mathys, G., & Landi Degl’Innocenti, M. 2000, *A&A*, 358, 929
- Balona, L. A., Böhm, T., Foing, B. H., et al. 1996, *MNRAS*, 281, 1315
- Barnes, S. A. 2003, *ApJ*, 586, 464
- Basu, S. & Mouschovias, T. C. 1994, *ApJ*, 432, 720
- Baudrand, J. & Böhm, T. 1992, *A&A*, 259, 711
- Berger, D. H., Gies, D. R., McAlister, H. A., et al. 2006, *ApJ*, 644, 475
- Bernasconi, P. A. 1996, *A&AS*, 120, 57
- Beskrovnaya, N. G. & Pogodin, M. A. 2004, *A&A*, 414, 955
- Beskrovnaya, N. G., Pogodin, M. A., Yudin, R. V., et al. 1998, *A&AS*, 127, 243
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blondel, P. F. C., Talavera, A., & Djie, H. R. E. T. A. 1993, *A&A*, 268, 624
- Bodenheimer, P. 1995, *ARAA*, 33, 199
- Böhm, T. & Catala, C. 1993, *A&AS*, 101, 629
- Böhm-Vitense, E. 1992, *Introduction to stellar astrophysics. Vol. 3 - Stellar structure and evolution* (Cambridge, England and New York, Cambridge University Press, 1992, 300 p.)
- Borra, E. F. & Landstreet, J. D. 1980, *ApJS*, 42, 421
- Bouret, J.-C., Catala, C., & Simon, T. 1997, *A&A*, 328, 606
- Bouvier, J. 1994, in *ASP Conf. Ser. 64 : Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. J.-P. Caillault, 151–+
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L., & Matthews, J. M. 1993, *A&A*, 272, 176
- Bouvier, J., Covino, E., Kovo, O., et al. 1995, *A&A*, 299, 89
- Bouvier, J., Wichmann, R., Grankin, K., et al. 1997, *A&A*, 318, 495
- Braithwaite, J. & Nordlund, Å. 2006, *A&A*, 450, 1077
- Braithwaite, J. & Spruit, H. C. 2004, *Nature*, 431, 819
- Breger, M., Weiss, W. W., & Wills, B. J. 1989, *A&A*, 215, 48
- Calvet, N. & Gullbring, E. 1998, *ApJ*, 509, 802
- Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C., et al. 2004, *AJ*, 128, 1294
- Canuto, V. M., Goldman, I., & Mazzitelli, I. 1996, *ApJ*, 473, 550

- Cariulo, P., Degl’Innocenti, S., & Castellani, V. 2004, *A&A*, 421, 1121
- Catala, C., Bohm, T., Donati, J.-F., & Semel, M. 1993, *A&A*, 278, 187
- Catala, C., Czarny, J., Felenbok, P., Talavera, A., & Thé, P. S. 1991, *A&A*, 244, 166
- Catala, C., Donati, J. F., Böhm, T., et al. 1999, *A&A*, 345, 884
- Catala, C., Simon, T., Praderie, F., et al. 1989, *A&A*, 221, 273
- Chambliss, C. R. 1967, *AJ*, 72, 518
- Chiang, E., Phillips, R. B., & Lonsdale, C. J. 1996, *AJ*, 111, 355
- Chieffi, A. & Straniero, O. 1989, *ApJS*, 71, 47
- Christensen-Dalsgaard, J. 1982, *MNRAS*, 199, 735
- Clarke, C. J. & Bouvier, J. 2000, *MNRAS*, 319, 457
- Clausen, J. V. & Nordström, B. 1980, *A&A*, 83, 339
- Collier Cameron, A. & Campbell, C. G. 1993, *A&A*, 274, 309
- Corporon, P. & Lagrange, A.-M. 1999, *A&AS*, 136, 429
- Couvidat, S., García, R. A., Turck-Chièze, S., et al. 2003, *ApJL*, 597, L77
- Daffon, S., Cunha, K., & Butler, K. 2004, *ApJ*, 604, 362
- D’Antona, F., Ventura, P., & Mazzitelli, I. 2000, *ApJL*, 543, L77
- Deleuil, M., Bouret, J.-C., Catala, C., et al. 2005, *A&A*, 429, 247
- Donati, J.-F., Babel, J., Harries, T. J., et al. 2002, *MNRAS*, 333, 55
- Donati, J.-F., Howarth, I., Jardine, M., et al. 2006, *MNRAS*, sous presse
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Dupret, M.-A., Grigahcène, A., Garrido, R., Gabriel, M., & Scuflaire, R. 2005, *A&A*, 435, 927
- Edwards, S., Strom, S. E., Hartigan, P., et al. 1993, *AJ*, 106, 372
- Eggenberger, P., Maeder, A., & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, L9
- Erspamer, D. & North, P. 2003, *A&A*, 398, 1121
- ESA. 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*
- ESA. 1997, *VizieR Online Data Catalog*, 1239, 0
- Feigelson, E. D. & Montmerle, T. 1985, *ApJL*, 289, L19
- Ferrario, L. & Wickramasinghe, D. T. 2005, *MNRAS*, 356, 615

- Ferreira, J. 2002, in *Star Formation and the Physics of Young Stars. Summer School on Stellar Physics X*, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 229–277
- Ferreira, J., Pelletier, G., & Appl, S. 2000, *MNRAS*, 312, 387
- Galli, D. & Shu, F. H. 1993a, *ApJ*, 417, 220
- Galli, D. & Shu, F. H. 1993b, *ApJ*, 417, 243
- Garay, G., Moran, J. M., & Reid, M. J. 1987, *ApJ*, 314, 535
- Ghandour, L., Strom, S., Edwards, S., & Hillenbrand, L. 1994, in *ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ed. P. S. Thé, M. R. Pérez, & E. P. J. van den Heuvel, 223–+
- Glagolevskij, Y. V. & Chountonov, G. A. 1998, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, 45, 105
- Goupil, M. J. & Talon, S. 2002, in *ASP Conf. Ser. 259 : IAU Colloq. 185 : Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics*, ed. C. Aerts, T. R. Bedding, & J. Christensen-Dalsgaard, 306–+
- Grady, C. A., Pérez, M. R., Talavera, A., et al. 1996, *A&AS*, 120, 157
- Grady, C. A., Williger, G. M., Hamaguchi, K., et al. 2005, in *Protostars and Planets V*, 8325–+
- Graham, J. A. 1992, *PASP*, 104, 479
- Gray, D. F. 1992, *The observation and analysis of stellar photospheres* (Cambridge Astrophysics Series, Cambridge : Cambridge University Press, 1992, 2nd ed., ISBN 0521403200.)
- Gray, R. O. & Corbally, C. J. 1998, *AJ*, 116, 2530
- Grevesse, N. & Noels, A. 1993, in *Origin and Evolution of the Elements. Proceedings of a symposium in honour of H. Reeves, held in Paris, June 22-25, 1992*, Cambridge : Cambridge University Press, ed. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, & M. Casse, 14–+
- Grigahcene, A., Dupret, M.-A., Garrido, R., Gabriel, M., & Scuflaire, R. 2006, *Communications in Asteroseismology*, 147, 69
- Grinin, V. P., Thé, P. S., de Winter, D., et al. 1994, *A&A*, 292, 165
- Guenther, E. W., Lehmann, H., Emerson, J. P., & Staude, J. 1999, *A&A*, 341, 768
- Gullbring, E., Calvet, N., Muzerolle, J., & Hartmann, L. 2000, *ApJ*, 544, 927
- Hadrava, P. 1995, *A&AS*, 114, 393
- Hamaguchi, K., Yamauchi, S., & Koyama, K. 2005, *ApJ*, 618, 360
- Hamann, F., Depoy, D. L., Johansson, S., & Elias, J. 1994, *ApJ*, 422, 626
- Hamann, F. & Persson, S. E. 1992, *ApJS*, 82, 285

- Harris, D., Strand, K. A., & Worley, C. 1963, Stars and Stellar Systems, Vol.III, Basic Astronomical Data, ed. K. Aa. Strand (Chicago : Univ. of Chicago Press), 273
- Hartkopf, W. I., Mason, B. D., McAlister, H. A., et al. 1996, AJ, 111, 936
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1996, ARAA, 34, 207
- Hartmann, L., Kenyon, S. J., Hewett, R., et al. 1989, ApJ, 338, 1001
- Heiles, C. 1997, ApJS, 111, 245
- Heiter, U., Kupka, F., Van't Veer-Menneret, C., et al. 2002, A&A, 392, 619
- Herbig, G. H. 1960, ApJS, 4, 337
- Herbst, W., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Meisenheimer, K., & Wackermann, R. 2002, A&A, 396, 513
- Herbst, W. & Shevchenko, V. S. 1999, AJ, 118, 1043
- Hernández, J., Calvet, N., Briceño, C., Hartmann, L., & Berlind, P. 2004, AJ, 127, 1682
- Herrero, A., Kudritzki, R. P., Vilchez, J. M., et al. 1992, A&A, 261, 209
- Hillenbrand, L. A. 1994, in ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars, ed. P. S. Thé, M. R. Pérez, & E. P. J. van den Heuvel, 369–+
- Holzwarth, V. 2005, A&A, 440, 411
- Holzwarth, V. & Jardine, M. 2005, A&A, 444, 661
- Hubeny, I. 1988, Comput. Phys. Comm., 52, 103
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1992, A&A, 262, 501
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1995, ApJ, 439, 875
- Hubrig, S., North, P., & Mathys, G. 2000, ApJ, 539, 352
- Hubrig, S., Schöller, M., & Yudin, R. V. 2004, A&A, 428, L1
- Hubrig, S., Yudin, R. V., Schöller, M., & Pogodin, M. A. 2006, A&A, 446, 1089
- Iben, I. J. 1965, ApJ, 141, 993
- Irwin, J., Aigrain, S., Hodgkin, S., et al. 2006, MNRAS, 370, 954
- James, D. J., Melo, C., Santos, N. C., & Bouvier, J. 2006, A&A, 446, 971
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., Hatzes, A. P., & Kanaan, A. 1999, ApJL, 510, L41
- Jones, D. H. P. 1969, Mon. Notes Astron. Soc. S. Afr., 28, 5
- Jorgensen, H. E. 1975, A&A, 44, 459

- Kemp, J. C. & Wolstencroft, R. D. 1974, *MNRAS*, 166, 1
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution* (Stellar Structure and Evolution, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also *Astronomy and Astrophysics Library*)
- Koenigl, A. 1991, *ApJL*, 370, L39
- Kraft, R. P. 1970, *Stellar Rotation* (Spectroscopic Astrophysics. An Assessment of the Contributions of Otto Struve), 385–+
- Kumar, P. & Quataert, E. J. 1997, *ApJL*, 475, L143+
- Kumar, P., Talon, S., & Zahn, J.-P. 1999, *ApJ*, 520, 859
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
- Kurucz, R. L. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory
- Kurucz, R. L., Furenlid, I., & Brault, J. 1984, *Solar flux atlas from 296 to 1300 NM* (National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico : National Solar Observatory, 1984)
- Lada, C. J., Alves, J., & Lada, E. A. 1996, *AJ*, 111, 1964
- Landi degl’Innocenti, E. 1992, *Magnetic field measurements* (Solar Observations : Techniques and Interpretation), 71–+
- Landi degl’Innocenti, M., Calamai, G., Landi degl’Innocenti, E., & Patriarchi, P. 1981, *ApJ*, 249, 228
- Landolfi, M., Landi degl’Innocenti, E., Landi degl’Innocenti, M., & Leroy, J. L. 1993, *A&A*, 272, 285
- Landstreet, J. D. 1992, *A&AR*, 4, 35
- Landstreet, J. D. 2001, in *ASP Conf. Ser. 248 : Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, 277–+
- Landstreet, J. D. & Mathys, G. 2000, *A&A*, 359, 213
- Larson, R. B. 1973, *ARAA*, 11, 219
- Lebreton, Y., Fernandes, J., & Lejeune, T. 2001, *A&A*, 374, 540
- Lebreton, Y., Michel, E., Goupil, M. J., Baglin, A., & Fernandes, J. 1995, in *IAU Symp. 166 : Astronomical and Astrophysical Objectives of Sub-Milliarcsecond Optical Astrometry*, ed. E. Hog & P. K. Seidelmann, 135–+
- Leroy, J. L. 1962, *Annales d’Astrophysique*, 25, 127
- Leroy, J. L. 1995, *A&AS*, 114, 79
- Leroy, J. L., Landolfi, M., & Landi degl’Innocenti, E. 1993, *A&A*, 270, 335

- Leroy, J. L., Landolfi, M., & Landi degl’Innocenti, E. 1996, *A&A*, 311, 513
- Leroy, J. L., Landolfi, M., Landi degl’Innocenti, M., et al. 1995, *A&A*, 301, 797
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *MNRAS*, 168, 603
- MacGregor, K. B. & Brenner, M. 1991, *ApJ*, 376, 204
- Maeder, A. 1999, *A&A*, 347, 185
- Maeder, A. & Meynet, G. 1987, *A&A*, 182, 243
- Maeder, A. & Meynet, G. 2000, *ARAA*, 38, 143
- Maeder, A. & Meynet, G. 2003, *A&A*, 411, 543
- Maeder, A. & Meynet, G. 2004, *A&A*, 422, 225
- Maeder, A. & Meynet, G. 2005, *A&A*, 440, 1041
- Malfait, K., Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., et al. 1998, *A&A*, 332, L25
- Mallama, A. D. 1981, *PASP*, 93, 774
- Mamajek, E. E., Lawson, W. A., & Feigelson, E. D. 2000, *ApJ*, 544, 356
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- Marconi, M. & Palla, F. 1998, *ApJL*, 507, L141
- Marques, J. P., Fernandes, J., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2004, *A&A*, 422, 239
- Marsh, K. A., Van Cleve, J. E., Mahoney, M. J., Hayward, T. L., & Houck, J. R. 1995, *ApJ*, 451, 777
- Mathis, S., Palacios, A., & Zahn, J.-P. 2004b, *A&A*, 425, 243
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2004a, *A&A*, 425, 229
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. 2005, *A&A*, 440, 653
- Mathys, G. 2001, in *ASP Conf. Ser. 248 : Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, 267–+
- Mathys, G., Andrievsky, S. M., Barbuy, B., Cunha, K., & Korotin, S. A. 2002, *A&A*, 387, 890
- Mathys, G., Hubrig, S., Landstreet, J. D., Lanz, T., & Manfroid, J. 1997, *A&AS*, 123, 353
- Mayer, P. & Hanna, M. A.-M. 1991, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 42, 98
- McInally, C. J. & Austin, R. D. 1977, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 1334, 1

- Meeus, G., Waelkens, C., & Malfait, K. 1998, *A&A*, 329, 131
- Ménard, F. & Duchêne, G. 2004, *A&A*, 425, 973
- Mestel, L. & Spruit, H. C. 1987, *MNRAS*, 226, 57
- Meynet, G. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101
- Meynet, G. & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres* /2nd edition/ (San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.)
- Miroshnichenko, A. S., Mulliss, C. L., Bjorkman, K. S., et al. 1998, *PASP*, 110, 883
- Monteiro, M. J. P. F. G., Lebreton, Y., Montalbán, J., et al. 2006, *Corot Book*, in preparation
- Montmerle, T. 2002, in *Star Formation and the Physics of Young Stars. Summer School on Stellar Physics X*, ed. J. Bouvier & J.-P. Zahn, 85–109
- Moore, C. E. 1972, *A multiplet table of astrophysical interest - Pt.1 : Table of multiplets - Pt.2 : Finding list of all lines in the table of multiplets* (NSRDS-NBS, Washington : US Department of Commerce, 1972, Rev. edition)
- Mora, A., Merín, B., Solano, E., et al. 2001, *A&A*, 378, 116
- Morel, P. 1997, *A&AS*, 124, 597
- Morel, P., Provost, J., Lebreton, Y., Thévenin, F., & Berthomieu, G. 2000, *A&A*, 363, 675
- Moss, D. 2001, in *ASP Conf. Ser. 248 : Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, 305–+
- Mundt, R. & Ray, T. P. 1994, in *ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ed. P. S. Thé, M. R. Pérez, & E. P. J. van den Heuvel, 237–+
- Napiwotzki, R., Schoenberner, D., & Wenske, V. 1993, *A&A*, 268, 653
- Nieuwenhuijzen, H. & de Jager, C. 1988, *A&A*, 203, 355
- Padgett, D. L. 1996, *ApJ*, 471, 847
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1993, *ApJ*, 418, 414
- Palla, F. & Stahler, S. W. 2001, *ApJ*, 553, 299
- Piskunov, N. E. 1992, in *Stellar Magnetism*, 92–+
- Poetzel, R., Mundt, R., & Ray, T. P. 1989, *A&A*, 224, L13
- Pogodin, M. A., Franco, G. A. P., & Lopes, D. F. 2005, *A&A*, 438, 239
- Pogodin, M. A., Miroshnichenko, A. S., Tarasov, A. E., et al. 2004, *A&A*, 417, 715

- Praderie, F., Catala, C., Simon, T., & Boesgaard, A. M. 1986, *ApJ*, 303, 311
- Preston, G. W. 1974, *ARAA*, 12, 257
- Pérez, M. R., Grady, C. A., & Thé, P. S. 1993, *A&A*, 274, 381
- Pérez, M. R., Thé, P. S., & Westerlund, B. E. 1987, *PASP*, 99, 1050
- Ray, T. P. & Mundt, R. 1993, in *Astrophysical jets : STScI Symp. Series, Proceedings of the Astrophysical Jets Meeting, held in Baltimore 1992 May 12-14, Cambridge, UK : Cambridge University Press*, ed. D. Burgarella, M. Livio, & C. P. O’Dea, 145–176
- Rebull, L. M., Wolff, S. C., & Strom, S. E. 2004, *AJ*, 127, 1029
- Reipurth, B., Rodríguez, L. F., Anglada, G., & Bally, J. 2004, *AJ*, 127, 1736
- Relyea, L. J. & Kurucz, R. L. 1978, *ApJS*, 37, 45
- Ribas, I., Jordi, C., Torra, J., & Giménez, Á. 2000, *MNRAS*, 313, 99
- Richard, O., Vauclair, S., Charbonnel, C., & Dziembowski, W. A. 1996, *A&A*, 312, 1000
- Roberge, A., Lecavelier des Etangs, A., Grady, C. A., et al. 2001, *ApJL*, 551, L97
- Rogers, F. J., Swenson, F. J., & Iglesias, C. A. 1996, *ApJ*, 456, 902
- Roxburgh, I. 2005, dans une présentation au meeting 5 CoRoT/ESTA, ESA/ESTEC, sur le site [http ://www.astro.up.pt/corot/welcome/meetings](http://www.astro.up.pt/corot/welcome/meetings)
- Roxburgh, I. W. & Strittmatter, P. A. 1965, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 63, 15
- Ryabchikova, T., Piskunov, N., Savanov, I., Kupka, F., & Malanushenko, V. 1999, *A&A*, 343, 229
- Schatzman, E. 1959, in *IAU Symp. 10 : The Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. J. L. Greenstein, 129–+
- Schoeffel, E. & Kohler, U. 1965, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 77, 1
- Schönberner, D., Herrero, A., Becker, S., et al. 1988, *A&A*, 197, 209
- Schwarzschild, M. 1958, *Structure and evolution of the stars*. (Princeton, Princeton University Press, 1958.)
- Scuflaire, R. 2005, dans deux présentations au meeting 4 CoRoT/ESTA, Aarhus, Denmark, sur le site [http ://www.astro.up.pt/corot/welcome/meetings](http://www.astro.up.pt/corot/welcome/meetings)
- Semel, M. 1967, *Annales d’Astrophysique*, 30, 513
- Shorlin, S. L. S., Wade, G. A., Donati, J.-F., et al. 2002, *A&A*, 392, 637
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARAA*, 25, 23

- Shurcliff, W. A. 1962, *Polarized Light, production and use* (Harvard University Press)
- Siess, L. & Forestini, M. 1996, *A&A*, 308, 472
- Siess, L., Forestini, M., & Bertout, C. 1997, *A&A*, 326, 1001
- Smith, K. W., Lewis, G. F., Bonnell, I. A., Bunclark, P. S., & Emerson, J. P. 1999, *MNRAS*, 304, 367
- Soderblom, D. R., Stauffer, J. R., MacGregor, K. B., & Jones, B. F. 1993, *ApJ*, 409, 624
- Solanki, S. K., Motamen, S., & Keppens, R. 1997, *A&A*, 325, 1039
- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interstellar medium* (New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p.)
- Spruit, H. C. 2002, *A&A*, 381, 923
- Stahler, S. W. 1983, *ApJ*, 274, 822
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1980a, *ApJ*, 241, 637
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1980b, *ApJ*, 242, 226
- Stahler, S. W., Shu, F. H., & Taam, R. E. 1981, *ApJ*, 248, 727
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., Mazeh, T., & Vrba, F. J. 1999, *AJ*, 117, 2941
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., Vrba, F. J., Mazeh, T., & Henden, A. 2001, *AJ*, 121, 1003
- Stauffer, J. R. 1991, in *NATO ASIC Proc. 340 : Angular Momentum Evolution of Young Stars*, ed. S. Catalano & J. R. Stauffer, 117–+
- Stępień, K. 2000, *A&A*, 353, 227
- Stibbs, D. W. N. 1950, *MNRAS*, 110, 395
- Stift, M. J. 1975, *MNRAS*, 172, 133
- Strohmeier, W. 1964, *Informational Bulletin on Variable Stars*, 55, 1
- Strom, K. M. & Strom, S. E. 1994, *ApJ*, 424, 237
- Strömgren, B. 1963, *QJRAS*, 4, 8
- Sweet, I. P. A. & Roy, A. E. 1953, *MNRAS*, 113, 701
- Sweet, P. A. 1950, *MNRAS*, 110, 548
- Talavera, A., Blondel, P. F. C., Tjin, H. R. E., & Djie, A. 1994, in *ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ed. P. S. Thé, M. R. Pérez, & E. P. J. van den Heuvel, 115–+
- Talon, S. & Charbonnel, C. 2005, *A&A*, 440, 981

- Talon, S., Kumar, P., & Zahn, J.-P. 2002, *ApJL*, 574, L175
- Talon, S., Zahn, J.-P., Maeder, A., & Meynet, G. 1997, *A&A*, 322, 209
- Tango, W. J., Davis, J., Ireland, M. J., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 884
- Tayler, R. J. 1973, *MNRAS*, 161, 365
- Testi, L., Palla, F., Prusti, T., Natta, A., & Maltagliati, S. 1997, *A&A*, 320, 159
- Thé, P. S., de Winter, D., & Pérez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- Thackeray, A. D. 1953, *MNRAS*, 113, 211
- Thackeray, A. D. 1962, *MNRAS*, 124, 251
- Thackeray, A. D. 1967, *MNRAS*, 135, 51
- Thompson, I. B., Brown, D. N., & Landstreet, J. D. 1987, *ApJS*, 64, 219
- Thompson, M. J., Toomre, J., Anderson, E., et al. 1996, *Science*, 272, 1300
- Tomisaka, K., Ikeuchi, S., & Nakamura, T. 1990, *ApJ*, 362, 202
- Townsend, R. H. D., Owocki, S. P., & Howarth, I. D. 2004, *MNRAS*, 350, 189
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- van den Ancker, M. E., Thé, P. S., Feinstein, A., et al. 1997, *A&AS*, 123, 63
- Vardya, M. S. 1985, *ApJ*, 299, 255
- Vieira, S. L. A., Corradi, W. J. B., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *AJ*, 126, 2971
- Vogel, S. N. & Kuhi, L. V. 1981, *ApJ*, 245, 960
- von Zeipel, H. 1924, *MNRAS*, 84, 665
- Wade, G. A. 1997, *A&A*, 325, 1063
- Wade, G. A., Bagnulo, S., Drouin, D., et al. 2006, *A&A*, en prep.
- Wade, G. A., Drouin, D., Bagnulo, S., et al. 2005, *A&A*, 442, L31
- Wade, G. A., Elkin, V. G., Landstreet, J. D., et al. 1996, *A&A*, 313, 209
- Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., de Graauw, M. S., et al. 1996, *A&A*, 315, L245
- Walborn, N. R. 1988, *LNP Vol. 305 : Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution*, 305, 70
- Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C. 1998, *ARAA*, 36, 233
- Weber, E. J. & Davis, L. J. 1967, *ApJ*, 148, 217
- White, S. M., Pallavicini, R., & Kundu, M. R. 1992, *A&A*, 259, 149

- Wichmann, R., Bouvier, J., Allain, S., & Krautter, J. 1998, *A&A*, 330, 521
- Wild, P. A. T. & Lagerweij, H. C. 1967, *Mon. Notes Astron. Soc. S. Afr.*, 26, 144
- Witt, A. N. & Cottrell, M. J. 1980, *ApJ*, 235, 899
- Wolff, S. C., Strom, S. E., & Hillenbrand, L. A. 2004, *ApJ*, 601, 979
- Wood, D. B. 1971, *AJ*, 76, 701
- Zahn, J.-P. 1974, in *IAU Symp. 59 : Stellar Instability and Evolution*, ed. P. Ledoux, A. Noels, & A. W. Rodgers, 185–194
- Zahn, J.-P. 1977, *A&A*, 57, 383
- Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 115
- Zahn, J.-P., Talon, S., & Matias, J. 1997, *A&A*, 322, 320
- Zickgraf, F.-J. 1999, *LNP Vol. 523 : IAU Colloq. 169 : Variable and Non-spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, 523, 40
- Zinnecker, H. & Preibisch, T. 1994, *A&A*, 292, 152